

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Programa de Pós-Graduação em Física

**Estudo do *Exchange Bias* em filmes de
IrMn/Al₂O₃/Co e IrMn/Cr/Co**

Sabrina Nicolodi de Oliveira Viegas

Tese de Doutorado

Porto Alegre, abril de 2011.

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física
Programa de Pós-Graduação em Física

Estudo do *Exchange Bias* em filmes de IrMn/Al₂O₃/Co e IrMn/Cr/Co*

Sabrina Nicolodi de Oliveira Viegas

Tese realizada sob a orientação do Prof. Dr. Julian Penkov Geshev, apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFRGS em preenchimento final dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Abril 2011

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)

"Se enxerguei mais longe, foi porque me apoiei nos ombros de gigantes."

Isaac Newton

*Aos meus pais e ao Alexandre pelo
amor, carinho e incentivo.*

Agradecimentos

Muitas pessoas foram responsáveis direta ou indiretamente para o desenvolvimento dessa tese e, portanto, seria uma injustiça de minha parte não reconhecer o importante papel das pessoas e instituições.

Gostaria de agradecer primeiramente ao meu orientador Julian, pela excelente orientação, por ter me ensinado como fazer ciência, por sempre estar disposto a explicar e discutir resultados, pela oportunidade e confiança depositada e acima de tudo pela eterna amizade. Espero um dia chegar próximo ao seu nível intelectual, já que os “trejeitos” eu absorvi.

Aos Professores do LAM: Prof. João pela oportunidade de realização deste trabalho e pelo suporte quando necessário e ao Prof. Luis Gustavo pelas intrigantes discussões e pela grande sacada da sugestão das amostras estudadas neste trabalho.

Ao meu amor Alexandre, minha pequena família, pela paciência, incentivo, muita compreensão, carinho, amor e por sempre estar ao meu lado, nem que seja via MSN.

À minha grande família, meus pais Oberdan e Oraci, minhas irmãs Graciele, Angelita, Marcilia e seus respectivos maridos, meu irmão Alisson, e aos meus sobrinhos Rafael, Giulia e Luisa, pelo amor, carinho, apoio, união, compreensão, etc.

Aos meus amigos e colegas do LAM, pela paciência e tolerância naqueles dias de fúria como escreveu o Artur, pelos muitos cafezinhos e chimarrões, pelas risadas e pela grande amizade que se eternizou. Em especial, agradeço aos que colaboraram efetivamente com essa tese: Artur, Deise, Juliano e Rafael.

Às amigas do “futisgurias” pelos jogos de apoio psicológico em especial a Aline, Karen, Kelen, Luzi, Marcinha e Suzana.

A Cyrile Deranlot e Frederic Petroff da Unité Mixte de Physique CNR/Thales pela fabricação das amostras e frutíferas discussões.

Agradeço às outras instituições LRME-UFG, LCME-UFSC, LDRX-UFSC e LNLS, pelos recursos experimentais disponibilizados através das colaborações com Fernando Pelegrini, Marcos Sousa, Javier Acuña, Alexandre Viegas, Gustavo Azevedo e Narcizo Souza.

A todos que de alguma forma contribuíram para esta grande realização de vida.

Enfim, agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFRGS pela qualificação acadêmica e ao CNPq pelo auxílio financeiro.

Resumo

Neste trabalho estudamos a interação de troca entre a camada antiferromagnética (AFM) de IrMn, e a ferromagnética (FM) de Co, no sistema IrMn/Co através de uma camada espaçadora. Usamos dois materiais com propriedades distintas como espaçador, ou o Cr (um material antiferromagnético com anisotropia fraca) ou a alumina (Al_2O_3 , material isolante, não-magnético), para analisarmos o alcance dessa interação. Caracterizamos o sistema através de diferentes técnicas, ou seja, medidas de magnetização estática, ressonância ferromagnética, difratometria e refletividade de raios-X, microscopia de força atômica e microscopia eletrônica de transmissão. Tratamentos térmicos na presença de campo magnético foram feitos a fim de maximizar o efeito de *exchange bias*.

Inicialmente, investigamos como utilizar adequadamente os diversos modelos fenomenológicos na interpretação de dados experimentais. Mostramos, através da utilização de dois modelos e de um simples experimento, a importância de considerarmos a distribuição de eixos fáceis e a anisotropia uniaxial do material FM. Negligenciar essas considerações pode ser a causa, ou pelo menos parte, das grandes diferenças relatadas em trabalhos experimentais referente à avaliação da interação FM/AFM obtida por meio de diferentes técnicas de medida. Também mostramos que, mesmo quando o modelo descreve corretamente uma bicamada que apresenta *exchange bias*, nenhuma das técnicas convencionais de caracterização, reversíveis ou irreversíveis, aplicadas à mesma amostra, é capaz de distinguir entre os campos de acoplamento de troca e o de anisotropia AFM, se a razão entre estes for suficientemente grande ou pequena. Demonstramos que o valor do acoplamento FM/AFM pode ser determinado a partir da variação da coercividade com a espessura da camada AFM.

Dos resultados experimentais (tanto nas medidas de magnetização quanto nas de ressonância ferromagnética) obtidos para as tricamadas IrMn/ Al_2O_3 /Co, é ressaltada a variação do campo de *exchange bias* com o aumento da espessura da camada isolante e não-magnética de alumina. Foi observado que a intensidade do acoplamento entre Co e IrMn diminui exponencialmente com o aumento da espessura da camada de alumina, sendo esta supressão muito abrupta, com decaimento pelo menos quatro vezes mais rápido que os anteriormente relatados. Estes resultados foram explicados em termos da perda do contato direto entre as camadas AFM e FM com o aumento da espessura da alumina.

A série de IrMn/Cr/Co apresentou um comportamento oscilatório das grandezas campo de *exchange bias* e coercividade em função da espessura da camada de cromo, bastante peculiar. O valor do campo de anisotropia rodável, obtido a partir das simulações de FMR, tem sinal oposto ao do caso clássico, indicando que este campo é antiparalelo ao campo magnético externo aplicado. Ainda observa-se uma tendência geral de aumento do campo de anisotropia rodável com a espessura de Cr sugerindo que, nestas amostras, há uma grande contribuição proveniente da camada de Cr para esse campo.

Abstract

The present work reports on the exchange interaction between an antiferromagnetic (AFM) layer, i.e., IrMn, and a ferromagnetic (FM) one, Co, in IrMn/Co systems across spacer layers. Two materials with distinct properties were used as spacers, namely Cr (weak anisotropy antiferromagnet) and alumina (Al_2O_3 , a non-magnetic insulator material), in order to investigate the intensity of this coupling. The systems were characterized using several different techniques, i.e., static magnetic characterization, ferromagnetic resonance, X-ray diffractometry and small-angle reflectivity, atomic force microscopy as well as high-resolution transmission electron microscopy. Magnetic annealing was used in order to maximize the exchange-bias effect.

First, it was investigated how to correctly employ different phenomenological models for experimental data interpretation. It was demonstrated, through two models and a straightforward experiment, that it could be very important to consider the easy-axis distributions and the uniaxial anisotropy of the FM material. Neglecting these distributions or underestimating the FM anisotropy could be the reason, at least in part, for the significant differences in the evaluation of the AFM/FM exchange coupling obtained via different measurement techniques reported in experimental works. It was also shown here that even when the adopted model describes correctly the EB system, none of the conventional reversible or irreversible techniques, applied to the same sample, is capable to distinguish between the exchange coupling and the AFM anisotropy fields if their ratio is sufficiently high or low. It is demonstrated that the values of AFM/FM coupling can be properly determined with the help of the variation in the coercivity with the AFM layer thickness.

In the experimental results (obtained here using both static magnetic characterization and ferromagnetic resonance) of the IrMn/ Al_2O_3 /Co trilayers, special attention was paid on the EB field variation with the thickness of the non-magnetic insulator alumina spacer. It was observed that the IrMn/Co coupling strength decreases exponentially with the alumina spacer thickness, being the exponential decay length at least four times smaller than the values previously reported for exchange-bias systems. Such a rapid suppression of the coupling is explained in terms of the prompt loss of the direct contact between the antiferromagnet and the ferromagnet with the alumina layer's thickness.

The IrMn/Cr/Co series presented an oscillatory behavior of both *exchange bias* and coercive fields as a function of the Cr layer thickness, which is rather peculiar. The value of the rotatable anisotropy field, estimated from the ferromagnetic resonance measurements, shows a sign oppose to that normally obtained, indicating that this field is antiparallel to the external applied magnetic field. Moreover, the general tendency for enhancement of the rotatable anisotropy field with the Cr spacer thickness suggests that, in these samples, there exists a considerable contribution coming from the Cr layer to this field.

Sumário

Resumo	i
Abstract.....	iii
Introdução.....	1
1 Considerações teóricas	3
1.1 Exchange Bias.....	3
1.2 Características do EB.....	6
1.2.1 Dependência do H_{EB} e H_C com a espessura do FM	7
1.2.2 Dependências de H_{EB} e H_C com a espessura do AFM.....	9
1.2.3 Temperatura de bloqueio	10
1.2.4 Efeito de treinamento.....	11
1.3 Modelos	12
1.3.1 Modelo de Mauri e colaboradores	16
1.4 Processo de acoplamento em tricamadas.....	19
1.5 Tricamadas AFM/NM/FM.....	21
2 Técnicas Experimentais	25
2.1 Introdução	25
2.2 Magnetômetro de gradiente de força alternada (AGFM)	26
2.3 Ressonância ferromagnética	28
3 Amostras.....	31
3.1 Introdução	31
3.2 Produção	31
3.3 Tratamento térmico	33
4 Resultados e discussões	34
4.1 Modelos	34
4.1.1 Importância da distribuição de eixos fáceis FM e/ou AFM	35
4.1.2 Distinção entre os casos de alto ou baixo valor da razão H_E/H_W	40
4.1.3 Descrição do modelo usado para simular medidas de FMR	46
4.2 Tricamada IrMn/Al ₂ O ₃ /Co.....	47
4.2.1 Caracterização estrutural: MFA.....	47
4.2.2 Caracterização estrutural: Difração de raios-X	48
4.2.3 Caracterização estrutural: Refletividade.....	49

4.2.4	Caracterização estrutural: TEM e HRTEM.....	51
4.2.5	Caracterização magnética: MAG.....	56
4.2.6	Caracterização magnética: FMR	60
4.2.7	Discussões	66
4.3	Tricamada IrMn/Cr/Co	73
4.3.1	Caracterização estrutural: MFA.....	73
4.3.2	Caracterização estrutural: Difração de raios-X	74
4.3.3	Caracterização estrutural: Refletividade.....	75
4.3.4	Caracterização estrutural: TEM e HRTEM.....	76
4.3.5	Caracterização magnética: MAG.....	83
4.3.6	Caracterização magnética: FMR	88
4.3.7	Discussões	93
5	Conclusões.....	98
	Referências	101

Introdução

O fenômeno de *exchange bias*¹⁻³ (EB) tem sido extensivamente estudado nas últimas décadas e já vem sendo aproveitado em dispositivos magnetos-eletrônicos, como por exemplo, sensores, estabilizadores de domínios em cabeçotes de leitura, memórias magnetoresistivas, ímãs permanente, entre outros. Entretanto, algumas questões básicas quanto aos mecanismos responsáveis pela manifestação deste fenômeno ainda não estão suficientemente compreendidos, continuando a atrair significativa atenção devido à sua física fascinante e também devido a várias questões controversas na literatura referente aos acoplamentos entre materiais ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AFM). Entre estas controvérsias está o fato de que diferentes técnicas de medidas podem render valores distintos para o campo de EB⁴⁻¹⁰. Isto tem sido atribuído à rotação da magnetização ao longo da espessura do filme FM¹¹, aos diferentes números de momentos AFM estáveis na interface AFM/FM em medidas de alto e baixo campo magnético, ou à inconsistência do modelo usado para interpretar o experimento^{12,13}. Tem sido mostrado que os campos de EB, derivados a partir de técnicas reversíveis e não-reversíveis¹⁴, devem, em geral, ser diferentes¹⁵. As influências das configurações magnéticas, rugosidades ou presença de defeitos na interface AFM/FM ainda estão longe de ser bem compreendidas.

Outra questão controversa se refere ao alcance das interações AFM/FM, isto é, se elas são de curto¹⁶ ou longo¹⁷ alcance. A introdução de uma camada espaçadora não-magnética (NM) com diferentes espessuras pode ser capaz de explicar esta controvérsia. Normalmente é relatado acoplamento de vizinhos mais próximos^{18,19}. Entretanto, contribuições de longo alcance²⁰ para EB, estendendo-se por vários nanômetros também podem ser descritas, enquanto que em estruturas AFM/NM/FM, a intensidade do acoplamento tem sido observada a decair exponencialmente com o aumento da espessura do espaçador metálico^{16,17}. Mewes e colaboradores¹⁹ encontraram, junto com o decaimento monoatômico, uma oscilação do acoplamento de EB em filmes de FeNi/NM/FeMn para camadas espaçadoras muito finas de Cu ou Cr. Uma dependência oscilatória também foi observada no trabalho de Lin e colaboradores²¹ próximo da temperatura de Néel do NiO em tricamadas de NiO/Cu/NiFe, no qual, mostram um estudo da dependência do alcance EB em função da espessura da camada separadora de Cu para diferentes temperaturas com o aumento da espessura do cobre,

enquanto que a baixa temperatura o H_{EB} diminui monotonicamente com a espessura. Em multicamadas que apresentam EB perpendicular ao plano, um aumento do efeito foi descrito inserindo uma camada espaçadora na interface AFM/FM^{22,23}. Um decaimento exponencial do acoplamento entre camadas FM separadas por um material isolante foi previsto teoricamente^{24,25} e observado experimentalmente com a espessura do espaçador não-condutivo crescido epitaxialmente^{26,27}. Resultados do acoplamento AFM/FM através de uma camada espaçadora isolante não-magnética ainda são escassos. Paul e colaboradores²⁸ estudaram estruturas Co/CoO observando uma dependência não-monótona com a espessura da camada espaçadora de AlO_x , sugerindo que estes fatos têm origem na descontinuidade e no crescimento desordenado da camada separadora.

Os pontos acima citados são alguns dos fatores que motivaram o presente trabalho. O sistema IrMn/A(t_A)/Co (onde A é o material espaçador e t_A sua espessura) foi escolhido para a realização deste estudo, pois ele apresenta várias propriedades de importância tecnológica, tais como uma boa resistência à corrosão, relativamente grande constante de anisotropia AFM, alta temperatura de bloqueio e baixa espessura crítica do IrMn.

Tomamos como ponto de partida o sistema IrMn/Cu/Co, onde cobre (material metálico não-magnético) foi usado como espaçador. Este sistema apresenta diminuição exponencial da constante de interação com o aumento da espessura da camada de cobre como resultado de uma interação de curto alcance mediada por *pinholes*²⁹. Em virtude desses resultados, surgiu a questão: O que aconteceria se introduzíssemos no lugar do cobre outros materiais com propriedades diferentes? Então foi substituído o Cu por cromo Cr (um material antiferromagnético com anisotropia fraca) ou por alumina Al_2O_3 (material isolante, não-magnético) para ser analisado a intensidade de interação entre a camada AFM (IrMn) e a camada FM (Co) através de diferentes espessuras dos espaçadores de Cr ou Al_2O_3 , utilizando diferentes técnicas de caracterização.

No que diz respeito à organização deste trabalho, no primeiro capítulo é apresentada uma breve revisão teórica do fenômeno de EB e os modelos teóricos mais relevantes propostos para a sua explicação. No capítulo dois, encontram-se as discussões das técnicas de caracterização magnéticas utilizadas para o desenvolvimento desse trabalho. O método de produção das amostras, e os tratamentos utilizados são mostrados no capítulo três. No capítulo quatro estão apresentados os resultados experimentais das amostras com espaçadores de alumina e cromo, bem como as discussões e as devidas comparações. Enfim, no capítulo cinco, encontram-se as conclusões, seguidas das referências.

1 Considerações teóricas

1.1 Exchange Bias

O fenômeno polarização por intercâmbio, ou “*Exchange Bias*” (EB), foi observado primeiramente em 1956 por Meiklejohn e Bean¹ em partículas de cobalto oxidadas. Uma das suas manifestações é o deslocamento em campo do ciclo de histerese magnética de um material FM quando em contato atômico com um material AFM. O deslocamento é provocado pela interação de troca (ou de intercâmbio) entre os materiais FM e AFM; este último deve apresentar anisotropia magnética mais forte do que a do material FM. Fenomenologicamente, pode se atribuir a esta interação uma energia de anisotropia unidirecional (ou, mais corretamente “monosentidal” ou “unisentidal”, uma vez que esta anisotropia apresenta um mínimo apenas em um dos dois sentidos do eixo de anisotropia). A energia de anisotropia magnética unidirecional (*exchange anisotropy*) é expressa na seguinte forma

$$E_{EX} = -J_E \cos \beta, \quad (1.1)$$

onde J_E é a constante de interação de troca e β é o ângulo entre os momentos FM e AFM na interface. Esta relação reflete o fato de que o único estado de equilíbrio é aquele em que a magnetização espontânea (M_S) do material FM é paralela à direção da magnetização do material AFM³⁰. Embora tenham sido estudados extensivamente nas últimas décadas, os mecanismos responsáveis pela manifestação deste fenômeno ainda não estão suficientemente compreendidos.

Nogués e colaboradores,³⁰ num artigo de revisão, ilustraram um modelo intuitivo baseado nos trabalhos de Meiklejohn e Bean¹⁻³ para uma bicamada de filmes finos. Eles descrevem o efeito EB em termos do alinhamento paralelo de spins. Neste modelo supõe-se uma bicamada FM/AFM crescida sem campo magnético aplicado, considerando que o sistema esteja em uma temperatura entre a temperatura de Néel T_N , e a temperatura de Curie T_C ($T_N < T < T_C$). Quando aplicado um campo magnético externo H , os momentos FM alinham-se com o campo, enquanto os momentos da camada AFM estão aleatoriamente

distribuídos, pois estão no estado paramagnético, apresentando uma curva de histerese magnética sem deslocamento em campo (Fig. 1.1a). Então, se resfria o sistema com campo magnético aplicado H_{FC} (onde FC são as iniciais de *field cooling*) o qual alinha os momentos da camada FM. Quando $T < T_N$, os momentos da camada AFM próximos à interface se alinham paralelamente aos momentos da camada FM os quais têm a direção do campo externo no seu estado de saturação (Fig. 1.1b). Os momentos de toda a camada AFM se orientam de forma que a magnetização líquida total seja praticamente nula, nesta camada.

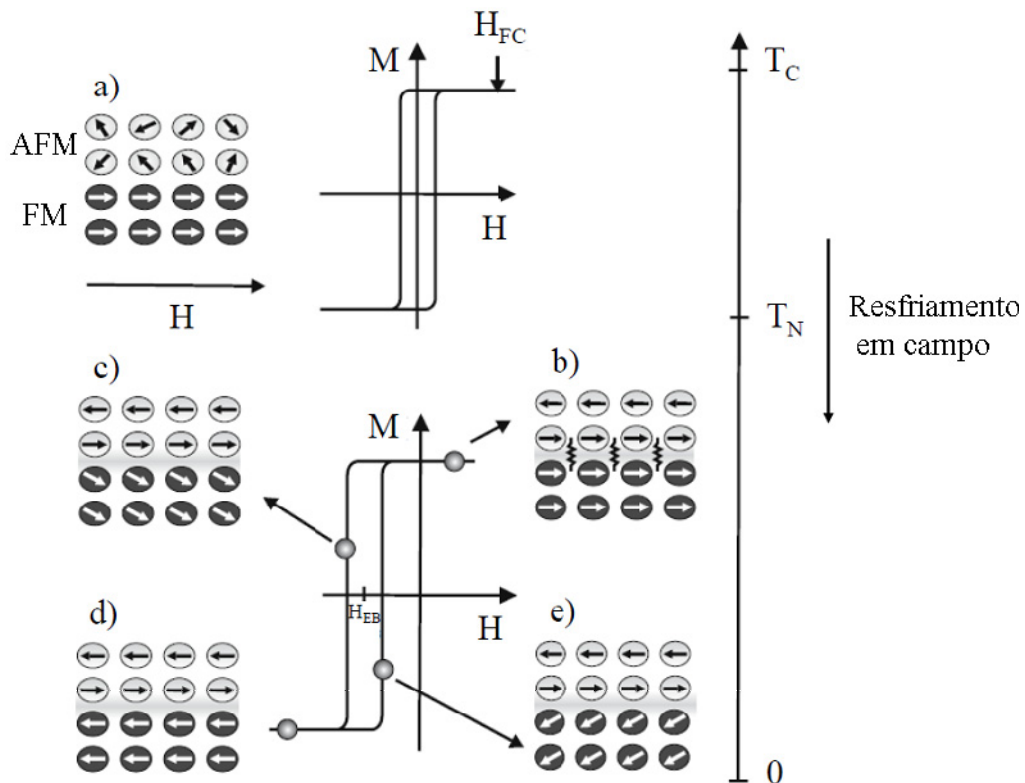


Figura 1.1: Diagrama esquemático da configuração de momentos de uma bicamada FM-AFM³¹.

Em um laço de histerese magnética, na medida em que o campo magnético é revertido, a $T < T_N$, os momentos da camada FM tendem a girar, enquanto os da camada AFM mantêm-se praticamente presos devido a sua forte anisotropia, sendo essa maior do que a da camada FM. Assim, os momentos interfaciais da camada AFM exercem um torque sobre os momentos da camada FM, tentando mantê-los na posição original (Fig. 1.1c). Aumentando-se ainda mais a magnitude do campo magnético no sentido reverso ao do resfriamento, consegue-se vencer o torque exercido pelos momentos interfaciais da camada AFM e os momentos da camada FM giram até ser obtida a situação de saturação negativa (Fig. 1.1d). Diminuindo o valor do campo a partir desta configuração, os momentos da camada FM podem girar, coerentemente, antes mesmo do que deveriam sem a presença do AFM, pois os

spins do AFM exercem um torque no sentido do campo de resfriamento (Fig. 1.1e), isto é, o sistema se comporta como se houvesse um campo adicional (H_{EB}) interno, gerando assim um desvio no ciclo de histerese. Para a maioria dos sistemas magnéticos que apresentam EB, o centro do ciclo de histerese desloca-se para campos negativos se o campo durante o resfriamento for aplicado no sentido positivo, onde, conforme o modelo intuitivo, os momentos interfaciais das camadas FM e AFM acoplam-se ferromagneticamente. O modelo intuitivo apresenta apenas uma visão qualitativa do fenômeno, negligenciando diversos efeitos e parâmetros envolvidos que têm se mostrado importantes ao EB, tais como, a influência da espessura das camadas FM e AFM, a rugosidade interfacial, a cristalinidade, tamanho de grãos entre outros. Portanto, esse modelo deve ser usado com muita cautela.

Nos sistemas com EB, a temperatura crítica na qual o efeito de EB se extingue é chamada temperatura de bloqueio (T_B), sendo que na grande maioria dos casos $T_B < T_N$.

No diagrama da Figura 1.1 os spins são ilustrados usando uma configuração interfacial colinear, ou seja, onde os spins interfaciais da camada FM e da camada AFM estão alinhados sobre uma mesma reta. De modo geral, podemos considerar duas configurações interfaciais colineares: estruturas com interface compensada (magnetização nula interfacial da camada AFM) ou não-compensada (magnetização não-nula interfacial da camada AFM).

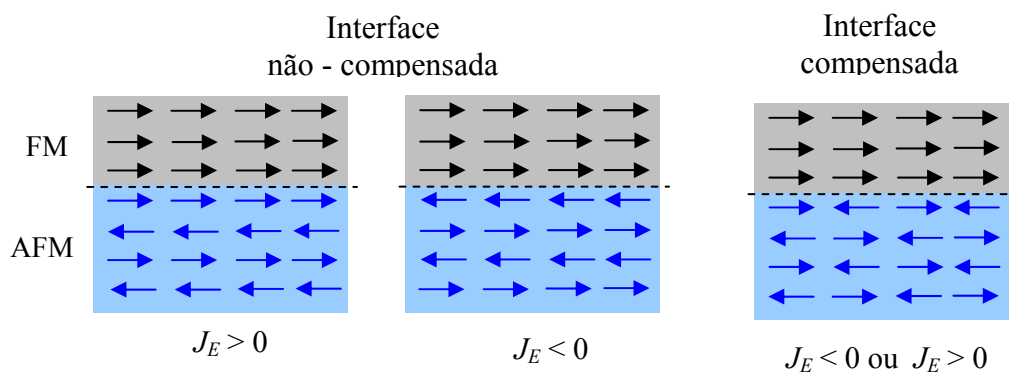


Figura 1.2: Diagrama esquemático das configurações interfaciais colineares de spin em bicamadas FM-AFM³².

A Figura 1.2 de interface não-compensada, onde $J_E < 0$, corresponde à configuração interfacial onde o acoplamento entre as camadas FM e AFM é antiferromagnético, resultando em EB positivo, ou seja, o centro do ciclo de histerese deslocado para campos positivos. Os spins FM e AFM interfaciais podem ainda formar configurações não-colineares, como mostra a Figura 1.3. Neste caso particular, os spins (domínios) da camada AFM estão alinhados

perpendicularmente aos spins da camada FM. É relevante dizer que a não-colinearidade pode gerar ângulos desde 0° até 180° entre os domínios FM e AFM.

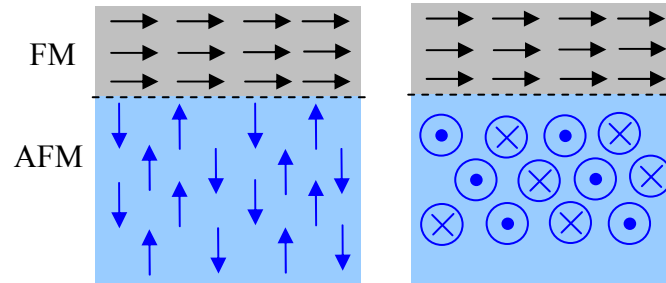


Figura 1.3: Diagrama esquemático das configurações não-colineares (ângulo de 90°) em bicamadas FM-AFM³².

Existem várias outras possibilidades de configurações de spins: por exemplo, podem ocorrer formações de paredes de domínios no FM e no AFM, “*spin-flop*” (orientação transversal dos momentos magnéticos com relação ao campo aplicado) dos spins interfaciais do AFM, entre outras. Outra consideração importante trata do conceito de spins não-compensados “*pinned*” (fixos, ou presos) e “*unpinned*” (não-fixos, ou livres) na interface, pois somente os spins que se encontram “presos” participam do mecanismo que gera o efeito de EB. Ainda podem-se dividir os spins interfaciais entre reversíveis e irreversíveis, frente à ação da magnetização, ou seja, alguns spins interfaciais podem reverter sua orientação junto com os spins do FM, enquanto outros continuam “presos”.

1.2 Características do EB

A principal manifestação do fenômeno é o deslocamento em campo do ciclo de histerese magnética. Na maioria dos casos, o deslocamento está acompanhado de um aumento na coercividade. Uma curva típica de histerese magnética de um sistema com EB está mostrada na Figura 1.4, onde estão representados o campo coercivo (H_C) e o campo de *Exchange Bias* (H_{EB}), definidos nas equações 1.2 e 1.3, correspondendo a metade da largura para $M = 0$ e ao deslocamento da curva de histerese em relação a $H = 0$, respectivamente,

$$H_C = -\frac{H_{C,1} - H_{C,2}}{2}, \quad (1.2)$$

$$H_{EB} = \frac{H_{C,1} + H_{C,2}}{2}. \quad (1.3)$$

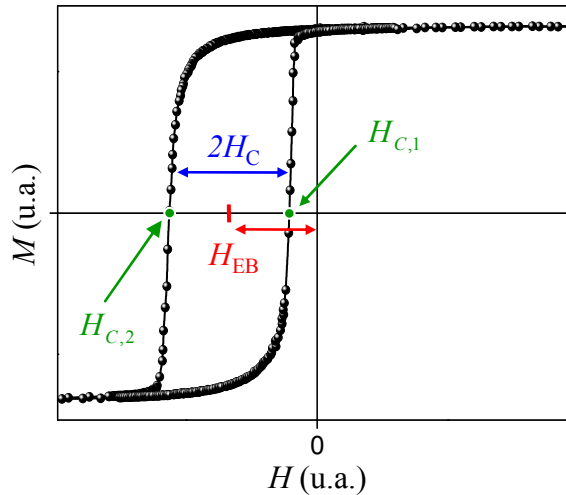


Figura 1.4: Curva de histerese típica de AGFM para amostras que apresentam *Exchange Bias*.

O EB apresenta inúmeras outras características complexas como parâmetros e efeitos que podem influenciar para o fenômeno ocorrer e/ou aumentar sua intensidade. A dificuldade na compreensão e caracterização desses efeitos torna ainda mais interessante e intrigante o estudo do fenômeno. Segue uma breve discussão de algumas dessas características que desempenham um papel importante nas propriedades magnéticas de sistemas FM/AFM.

1.2.1 Dependência do H_{EB} e H_C com a espessura do FM

A dependência do H_{EB} com a espessura do FM foi objeto de um grande número de estudos experimentais, mostrando que sua variação é proporcional ao inverso da espessura do material ferromagnético^{33,34,31}, $H_{EB} \propto \frac{1}{t_{FM}}$, indicando que o EB é um efeito de interface.

Este comportamento vale para filmes relativamente espessos³⁴, com varias dezenas de nanômetros, mas com espessura menor que a da parede de domínio no FM. No entanto, se a camada FM é muito fina, a relação não é mais válida³⁵, provavelmente devido à sua descontinuidade. A espessura em que isso ocorre pode variar para diferentes sistemas, sendo que em alguns o efeito nem é observado.

A dependência do H_C com a espessura do FM é mais complexa. H_C é proporcional ao inverso da espessura no expoente n (equação 1.4) observado e previsto teoricamente^{36,37,38}, existindo algumas discrepâncias no expoente, onde valores de $n = 1$ a 1.5 são observados e previstos^{39,40}

$$H_C \propto \frac{1}{(t_{FM})^n}. \quad (1.4)$$

Essas dependências são vistas em bicamadas IrMn/Co, sistema similar aos investigados neste trabalho. Seu e colaboradores⁴¹, Figura 1.5(a), mostra a dependência de H_{EB} com a espessura para espessuras de Co maiores que 3 nm, estimando o valor máximo de $t_{Co} = 22$ nm, onde $H_{EB} = 0$. A dependência de H_C com a espessura está mostrada na Figura 1.5 (b), resultando em $n \approx 1.33$.

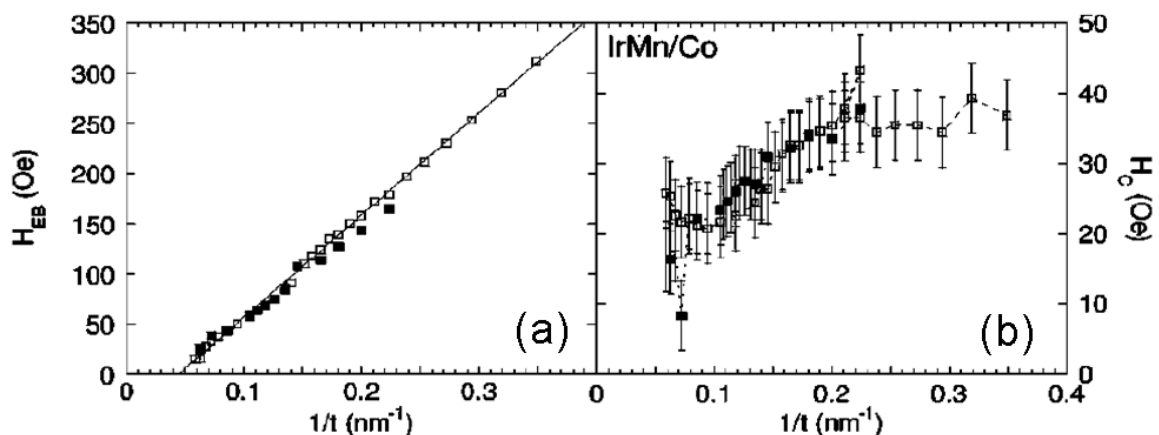


Figura 1.5: H_{EB} (a) e H_C (b) em função do inverso da espessura do FM no sistema IrMn/Co. Figura retirada da referência [41].

1.2.2 Dependências de H_{EB} e H_C com a espessura do AFM

As dependências do H_{EB} e do H_C com a espessura do material AFM (t_{AFM}) são mais complexas⁴². O EB só é observado a partir de uma espessura mínima do AFM e, normalmente, aumenta abruptamente até um valor máximo e finalmente se estabiliza^{34,43}. Em alguns casos é observado um máximo de H_{EB} antes que este atinja um valor estável. O aparecimento inicial do H_{EB} é mais acentuado com o aumento de t_{AFM} até uma espessura crítica ($t_{c,AFM}$)³⁰ que em muitas vezes, está acompanhado por um pico no H_C . Esta dependência é complicada para ser descrita por um modelo teórico geral, pois a espessura exata em que cada um destes estágios é atingido depende do material AFM e de propriedades como T_B , tamanho de grão, entre outras, as quais são quase sempre desconhecidas. Esse comportamento pode estar ligado a diversos fatores, dentre eles o fato de que a anisotropia de um filme muito fino pode não ser suficiente forte para impedir a rotação da camada FM e de que T_N pode se modificar com a espessura do AFM.

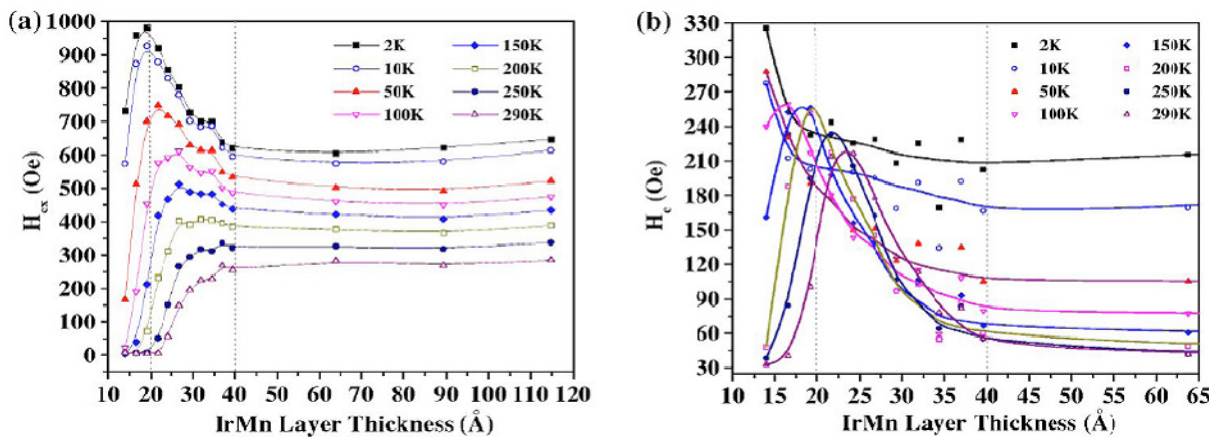


Figura 1.6: Dependência de H_{EB} (a) e H_C (b) com a espessura do IrMn para diferentes temperaturas, onde $H_{EB}=H_{EX}$ (definido pelo autor). Figura retirada da referência [44].

A Figura 1.6, retirada do trabalho de Ali e colaboradores⁴⁴, apresenta as dependências de H_{EB} e H_C com a espessura do IrMn para diferentes temperaturas no sistema Co/Ir₂₅Mn₇₅. A temperatura ambiente, a espessura crítica para a manifestação do EB é $t_{c,AFM} = 21 \text{ \AA}$ e a espessura de saturação do efeito é de 40 \AA , atribuídas a formação de uma parede de domínio parcial no AFM, paralela à interface⁴⁵. Para o caso de temperaturas mais baixas, H_{EB} surge para $t_{c,AFM} < 14 \text{ \AA}$, aumenta abruptamente até um assumir um valor máximo em torno de

20 Å de espessura, e em seguida diminui até atingir a espessura de saturação. Os autores explicam que essa variação no H_{EB} está relacionada com a descontinuidade das camadas mais finas que a espessura crítica (40 Å). Ao mesmo tempo, mostraram que H_C aumenta com a espessura da camada IrMn antes mesmo da manifestação de EB para todas as temperaturas, deslocando os picos da coercividade correspondentemente para espessuras menores compatíveis com H_{EB} .

1.2.3 Temperatura de bloqueio

O EB está fortemente correlacionado com a temperatura. Como já mencionado, a temperatura crítica acima da qual o EB se extingue ($H_{EB} = 0$) é chamada temperatura de bloqueio³⁴. Foi demonstrado em vários trabalhos sobre filmes finos que este efeito pode ser bastante complexo^{46,47}. Em alguns casos T_B pode ser menor que T_N , e em outros, como filmes finos com camadas espessas de AFM, $T_B \approx T_N$ ^{48,49}. O valor de T_B pode estar ligado ao tamanho dos grãos interfaciais ou à anisotropia do AFM, podendo ser menor para filmes finos do que para materiais macroscópicos³⁰. O IrMn, por exemplo, tem $T_N = 690$ K e T_B entre 300 e 520 K, dependendo do sistema utilizado³⁴.

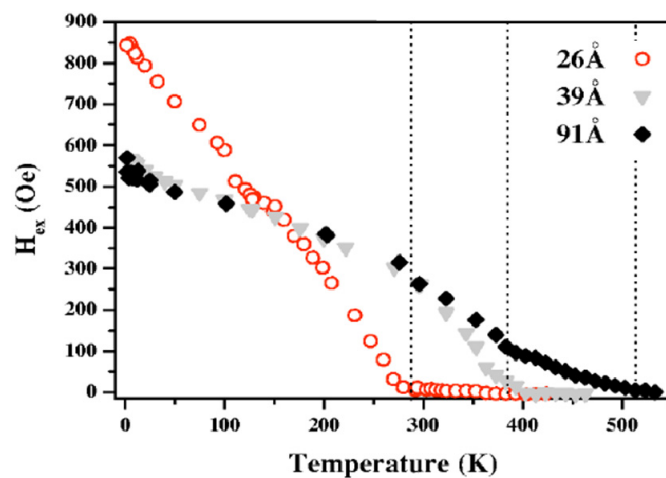


Figura 1.7: Temperatura de bloqueio (linha pontilhada) para três diferentes espessuras do IrMn no sistema IrMn/Co. Figura retirada da referência [44].

1.2.4 Efeito de treinamento

Outra propriedade importante dos sistemas com EB é a existência do efeito de treinamento (do inglês “*training effect*”). Observado pela primeira vez em sistemas contendo interfaces de Co/CoO e NiFe/AF⁵⁰, o efeito está relacionado à redução do H_{EB} e do H_C com número de ciclos de histerese magnética consecutivos medidos a uma temperatura fixa, ou seja, H_{EB} (1º ciclo) $>$ H_{EB} (2º ciclo) $>$. . . $>$ H_{EB} (enésimo ciclo). Tem-se demonstrado que há dois tipos de efeito do treinamento, um entre o primeiro e segundo ciclo apenas, e outro envolvendo um número maior de ciclos de histerese subsequente⁵¹. O primeiro tipo de efeito de treinamento surge a partir da simetria magnética AFM⁵², também chamado de efeito de treinamento atômico^{53,54}, explicado por Hoffmann⁵⁵ a partir de um modelo simples de rotação coerente, sugerindo que o efeito pode ser causado por acoplamento do tipo *spin-flop*. O segundo tipo de efeito de treinamento demonstra que em sistemas de filmes finos, a redução do H_{EB} é proporcional ao número de ciclos de histerese,

$$H_{EB} \propto (n)^{-1/2} \quad (\text{para } n > 2), \quad (1.5)$$

onde n é o número de ciclos realizados⁵⁶. Além disso, é geralmente aceito que sistemas com camadas AFM muito finas ou pequenos grãos AFM exibem um maior efeito de treinamento^{57,58}, também observado em alguns sistemas baseados em monocristais AFM com anisotropia AFM fraca como NiO e KCoF₃, sugerindo que outros fatores além de mudanças na microestrutura são responsáveis pelo efeito de treinamento. Outras origens para o efeito têm sido propostas tais como simetria magnética do AFM³⁰, reconfiguração dos momentos AFM, ou movimento de domínios durante o ciclo de magnetização⁴⁷.

Um exemplo pode ser observado no trabalho de Fujiwara e colaboradores⁵⁹ como mostrado na Figura 1.8.

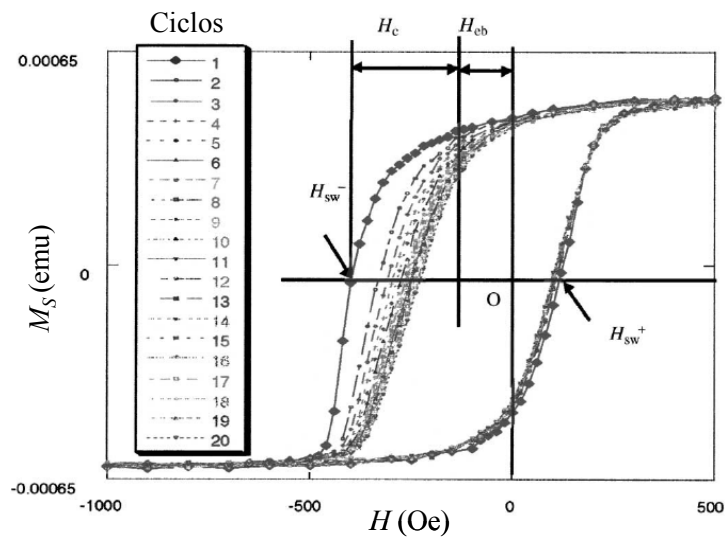


Figura 1.8: Caso típico de efeito de treinamento, onde os números de 1 a 20 indicam o número de ciclos, onde os campos coercivos são representados por H_{sw} . Figura retirada da referência [59].

1.3 Modelos

As constantes de troca obtidas pelos primeiros modelos teóricos sofriam uma discrepância de serem até duas ordens de grandeza maiores que os valores experimentais. Isso é devido a vários fatores, como por exemplo, a complexidade e dificuldade em caracterizar experimentalmente as interfaces, pois o EB é um fenômeno interfacial. Além disso, é grande a diversidade de sistemas que apresentam acoplamento tipo EB como filmes finos policristalinos^{29,43,60}, pequenas partículas^{1,2}, materiais inhomogêneos^{61,62}, filmes FM sobre monocristais AFM^{63,64}, entre outros. Conhecer detalhadamente as características interfaciais seria fundamental para elaboração de um modelo completo que também levasse em conta todos os diversos efeitos que o EB apresenta como, a variação com a temperatura, aumento da coercividade, temperatura de bloqueio, etc. Para explicar estas diferenças, vários modelos foram propostos. Muitos deles obtiveram bons resultados em alguns aspectos, mas nenhum foi capaz de explicar o fenômeno de maneira totalmente eficaz.

Os diferentes modelos podem ser encontrados resumidos em vários artigos de revisão sobre o tema^{30,31,32,34,65}. Na tabela a seguir, mostramos um resumo das principais características e resultados dos modelos mais relevantes, seguido de uma breve descrição dos mesmos.

Tabela 1: Modelos para descrever o *Exchange Bias*

Teoria	Principais características	Estrutura magnética da interface	Principais resultados
Primeiro trabalho (Meiklejohn e Bean)	Rotação coerente das magnetizações FM e AFM	Camada AFM da interface não-compensada, $m_{FM} m_{AFM}$ (m: magnetização bulk)	H_{EB} muito maior do que observado experimentalmente
Modelo de Néel (Néel)	Aproximação contínua	Camada AFM da interface não-compensada, $m_{FM} m_{AFM}$	Parede de domínio na AFM, essencialmente mais espessa do que a camada FM
Modelo de Fulcomer e Charap	Camada AFM formada por partículas	-	Define a temperatura de bloqueio
Primeiro modelo de interface aleatória (Malozemoff)	Defeitos aleatórios criam campos aleatórios	Camada AFM da interface não-compensada, $m_{FM} m_{AFM}$	Razoável valor H_{EB} o qual depende da concentração de defeitos
Modelo de paredes de domínio AFM (Mauri et al.)	Acoplamento na interface FM;	Camada AFM da interface não-compensada, $m_{FM} m_{AFM}$	Razoável valor de H_{EB}
Magnetização ortogonal de FM e AFM (Koon)	Spins oblíquos na interface AFM	Camada AFM da interface compensada, $m_{FM} \perp m_{AFM}$	Estrutura de interface magnética realística
Interface distribuída aleatoriamente (Schulthes e Butler)	Rugosidade na interface; interação dipolar é incorporada	Interface AFM compensada $m_{FM} \perp m_{AFM}$ e $m_{FM} m_{AFM}$	Razoável valor H_{EB} coercividade finita, dependente da concentração de defeitos
Estado de Domínio (Nowak e Usadel)	Formação de domínio na camada AFM	-	Razoável valor de H_{EB}

O primeiro modelo para explicar o fenômeno de EB, proposto em 1962 por Meiklejohn e Bean^{2,3}, considera uma interface AFM perfeitamente lisa, não-compensada, tendo um acoplamento ferromagnético entre os spins FM e AFM assume que a magnetização se dá por rotação coerente e insere um termo de energia para o acoplamento de troca conforme equação 1.1. Entretanto, os valores obtidos experimentalmente para o H_{EB} não eram reproduzidos pelos cálculos usando este modelo. Assim, surgiram novas idéias para explicar o fenômeno.

Dez anos após a descoberta do EB, Néel⁶⁶ propôs um novo modelo que considerava uma interface AFM não-compensada, podendo sofrer deformações irreversíveis durante a inversão da magnetização da camada FM. Esta era uma grande mudança em relação ao modelo de Meiklejohn, que assumia uma camada AFM rígida, ou com um pequeno desvio de seu eixo de anisotropia. Néel foi o primeiro a introduzir a possibilidade da existência e evolução de uma parede de domínio no interior do AFM durante a inversão da magnetização.

Esta parede seria capaz de armazenar parte de energia de acoplamento de troca envolvida, o que diminuiria o valor de H_{EB} . Apesar destas idéias inovadoras, o modelo é falho em obter valores razoáveis para o deslocamento em campo das curvas de histerese. Além disso, tal aproximação contínua requer espessuras mínimas das camadas FM e AFM bastante grandes para ser válido, restringindo muito sua aplicação a filmes finos utilizados nos dias de hoje. Mesmo assim, o modelo deve ser ressaltado, pois serviu de base para outros que viriam mais tarde e trouxe uma nova visão do fenômeno.

Em meados de 1972, Fulcomer e Charap⁶⁷ propuseram um modelo que considera um filme fino de material FM coberto por uma camada AFM constituída de inúmeras pequenas partículas. Foram levadas em conta diversos tamanhos e formatos de partículas, e uma boa concordância entre simulação e experimento foi obtida para *permalloy* oxidado. As dependências de H_{EB} e H_C com a temperatura, mesmo para $T > T_N$, foram previstas com sucesso, introduzindo o conceito da temperatura de bloqueio na qual o efeito EB desaparece. Este modelo, considerado por alguns como um dos mais bem sucedidos quando se trata de EB, serve como alicerce para modelos granulares baseados em flutuações térmicas.

Em 1987, Malozemoff⁶⁸ propôs o modelo de interface aleatória, baseado numa interface FM/AFM com uma dada rugosidade. Nesse caso, estruturas de spins interfaciais compensadas e não-compensadas podem ser formadas. Sua idéia é fundamentada em uma interface rugosa, que por sua vez gera um campo magnético randômico que atua nos spins interfaciais, produzindo a anisotropia unidirecional responsável pelo deslocamento assimétrico da curva de histerese. Deste modo, considerando uma rede cúbica simples, é possível conciliar os dados experimentais com a teoria, reduzindo a discrepância de duas ordens de grandeza em H_{EB} . No mesmo modelo obtém-se uma razão ainda menor ao considerar-se a formação de paredes de domínios AFM perpendicular à interface. Apesar do sucesso em obter uma razoável estimativa para H_{EB} , este modelo tem como grande problema o fato de ser dependente da concentração de defeitos na interface, o que não é consistente com os experimentos.

Simultaneamente a esta proposta, Mauri e colaboradores⁶⁹ propuseram um modelo que sugere formação de parede de domínio planar na parte interfacial no AFM. Neste caso, é considerado um filme FM sobre um substrato AFM infinitamente espesso e um acoplamento interfacial ferromagnético. Assume-se uma espessura da camada FM muito fina, formando-se assim uma parede de domínio somente dentro da camada AFM. Esse modelo fornece valores razoáveis de H_{EB} , já que um limite superior para a energia de troca é imposto pela formação

da parede de domínio no AFM. O modelo de Mauri e colaboradores é o que melhor descreve os resultados obtidos em nosso trabalho, por isso será descrito em mais detalhes no próximo tópico.

Em 1997, Koon⁷⁰ sugeriu um modelo em que as magnetizações FM e AFM fossem ortogonais, explicando EB em filmes finos com interfaces FM/AFM compensadas por meio de cálculos micromagnéticos. Seu principal resultado foi estabelecer, com base no modelo de Heisenberg, que a configuração do estado fundamental corresponde à orientação perpendicular dos momentos FM relativa à direção fácil da camada AFM. Koon também mostrou que os momentos magnéticos AFM na interface exibem *canting*, ou seja, não estão exatamente paralelos aos eixos fáceis, mas com uma pequena inclinação em relação a eles. O trabalho de Koon estabelece de maneira correta estruturas magnéticas na interface, mas, infelizmente, falha para descrever o EB. Em outras palavras, a estrutura magnética gerada no plano não é suficiente para gerar o EB, isto é, produzir a anisotropia unidirecional requerida e, conseqüentemente, o deslocamento da curva de histerese.

Schulthess e Butler⁷¹ utilizaram os modelos de interface aleatória e incluíram o de Koon para criar um modelo ainda baseado nas energias de anisotropia e de Zeeman, adicionando um termo que considera interações dipolares originadas na interface rugosa. As propriedades magnéticas são obtidas usando aproximações de micromagnetismo clássico e a equação de movimento para o spin de Landau-Lifshitz, incluindo o termo de Gilbert-Kelley. Este modelo descreve uma dependência do EB com a concentração de defeitos na interface; os H_{EB} calculados têm valores próximos aos observados experimentalmente e valores de H_C finitos.

Mais recentemente, outros modelos foram desenvolvidos, tais como o de interface, feito por Kiwi⁷², que explica o EB positivo, e o modelo de variação de campo local proposto por Stiles e McMichael⁷³ que se baseia na interação entre átomos individuais ou entre momentos magnéticos. No entanto, a maioria dos novos modelos é um aperfeiçoamento ou uma combinação dos modelos já descritos.

Um dos últimos modelos propostos, e bastante utilizado atualmente é o modelo de estado de domínio⁷⁴ (do inglês *Domain State*, DS, estado metaestável que se forma durante o processo de esfriamento sob campo). Este considera a camada AFM como um antiferromagnético de Ising diluído (DAFF), ou seja, substitui os átomos magnéticos por outros não-magnéticos na parte volumétrica da camada AFM, e além disso considera a totalidade do volume da camada AFM e não somente a interface. Agora EB se deve a um

estado de domínio no volume da camada AFM, o qual controla o estado de orientação do spin e a interação FM/AFM na interface. Este estado de domínio se forma pelo contato com a camada FM durante o esfriamento e também devido ao campo externo após processo de aquecimento e resfriamento. A diluição dos átomos magnéticos favorece a formação do estado de domínio uma vez que paredes de domínios podem passar por sítios não-magnéticos (ou defeitos) reduzindo consideravelmente a energia para formação de tais paredes. A formação deste DS depende da concentração de sítios não-magnéticos e, portanto, espera-se que o EB dependa dessa concentração. A formação de um domínio muito diluído faz com que a magnetização líquida aumente na AFM, intensificando o efeito de EB.

1.3.1 Modelo de Mauri e colaboradores

Como já mencionado, Mauri e colaboradores⁶⁹ propuseram um modelo (“Domain-Wall Formation”, DWF), que sugere a formação de uma parede de domínio paralelo à interface na camada AFM próximo à interface FM/AFM. As principais considerações desse modelo são:

- i) rotação coerente dos spins FM;
- ii) filme FM fino sobre um substrato AFM infinitamente espesso;
- iii) uma interface FM/AFM, perfeitamente lisa, onde os spins AFM e FM se acoplam ferromagneticamente;
- iv) a espessura do FM, designada por t , é muito menor que a largura da parede de domínio possível de ser formada na camada FM, assim formando uma parede de domínio no interior do AFM.

A Figura 1.9(a) ilustra um diagrama esquemático das configurações de spins deste modelo, representando uma parede de domínio ferromagnética no interior do AFM. Outra proposta de representação está ilustrada na Figura 1.9(b) a qual representa uma configuração de parede de domínio antiferromagnética com acoplamento ferromagnético, análogo à configuração de Kim e Stamps⁷⁵ para uma interface FM/AFM acoplada antiferromagneti-

camente. Esta última nos parece ser mais correta já que a parede de domínio é formada dentro da camada AFM.

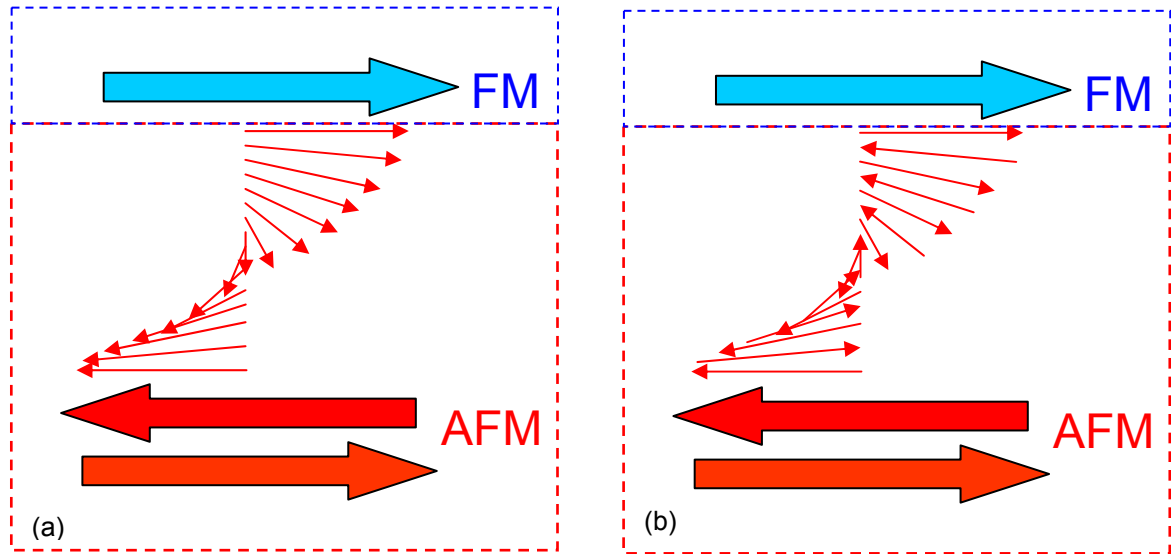


Figura 1.9: Diagrama esquemático do modelo DWF. Em (a) ilustração do modelo original e em (b) nossa proposta de configuração de spins da parede de domínio formada no AFM.

A expressão da parte da energia magnética variável deste sistema pode ser escrita da seguinte forma:

$$E = -\sigma_w \cos \alpha - J_E \cos(\alpha - \beta) - K_{FM} t_{FM} \cos^2 \beta - HM_{FM} t_{FM} \cos(\phi_H - \beta), \quad (1.6)$$

onde ϕ_H é o ângulo que define a direção de aplicação do campo magnético em relação ao eixo fácil. Quando \mathbf{H} é aplicado ao longo da direção fácil, esta energia, em unidades de σ_w ($= 2\sqrt{AK}$, que é a energia por unidade de superfície de uma parede de domínio de 90° na camada AFM, onde A é o termo de “*exchange stiffness*”, rigidez de troca,

$$A = \frac{3K_B T_N}{aZ} \approx \frac{J_{AFM}}{a}, \quad (1.7)$$

e K a constante de anisotropia magnetocristalina, respectivamente, da camada AFM) será escrita como:

$$\delta = -\cos \alpha - \lambda \cos(\alpha - \beta) + \mu \cos^2 \beta - h \cos \beta. \quad (1.8)$$

O primeiro termo da equação 1.8 representa a energia de formação da parede de domínio dentro da camada AFM, o segundo termo é a energia de troca, sendo λ a constante de interação normalizada

$$\lambda = J_E / \sigma_W, \quad (1.9)$$

onde J_E é a constante de acoplamento interfacial. O terceiro termo é a energia de anisotropia da camada FM, sendo μ a constante de anisotropia normalizada com K_{FM} positivo,

$$\mu = -K_{FM}t / \sigma_W, \quad (1.10)$$

e o último termo é a energia de Zeeman, sendo h o campo magnético normalizado,

$$h = HM_S t / \sigma_W. \quad (1.11)$$

Para os casos limites onde $\lambda \ll 1$ e $\lambda \gg 1$, obtém-se, respectivamente. o campo de EB

$$H_{EB} = -J_E / M_S t \quad \text{para} \quad \lambda \ll 1, \quad (1.12)$$

ou

$$H_{EB} = \sigma_W / M_S t \quad \text{para} \quad \lambda \gg 1, \quad (1.13)$$

fornecendo assim valores razoáveis de H_{EB} , ou seja, sempre, para estes casos limite, H_{EB} é igual ao menor dos termos $J_E / M_S t$ ou $\sigma_W / M_S t$. Uma das limitações deste modelo é que a constante anisotrópica K_{AFM} deve ser pequena o suficiente para que uma parede de domínio possa se formar na camada AFM. Caso contrário, torna-se energeticamente favorável à formação de parede de domínio na camada FM.

Em 2000, Geshev⁷⁶ forneceu a solução analítica para as curvas de magnetização referente ao modelo DWF para o caso de campo magnético aplicado ao longo do eixo fácil comum do sistema e para quaisquer valores de energia de interação, uniaxial FM, e de parede de domínio da camada AFM.

1.4 Processo de acoplamento em tricamadas

Desde a descoberta de Grunberg⁷⁷ em 1986 do acoplamento entre camadas ferromagnéticas através de um espaçador não-magnético (NM), inúmeros sistemas FM/NM/FM foram estudados. Tal acoplamento pode ser ferromagnético ou antiferromagnético, dependendo da espessura da camada NM e do tipo de espaçador variando entre metal, isolante ou semicondutor. Os possíveis mecanismos de acoplamento entre as camadas FM, através da camada não-magnética, podem ocorrer por processos diversos e/ou a coexistência entre eles.

- i) **acoplamento através de “pinholes”**: quando a camada de separação é muito fina ou seu crescimento é em 3D, pode aparecer "furos", ligando diretamente as duas camadas ferromagnéticas, como ilustrado na Figura 1.10(a), fazendo com que a curva de histerese magnética consista de um único ciclo, correspondente à reversão da magnetização simultânea de duas camadas ferromagnéticas. Nesse caso, estas camadas são fortemente acopladas ferromagneticamente;
- ii) **acoplamento tipo “orange-peel”**: a correlação da rugosidade das interfaces FM/NM e NM/FM pode induzir um acoplamento magnetostático tipo "casca de laranja", proposto por Néel⁷⁸ em 1952. Este acoplamento está associado ao aparecimento de cargas magnetostáticas ao longo das interfaces [Figura 1.10(b)]. Cargas de sinais opostos aparecem simetricamente nas interfaces opostas. A interação dipolar entre essas cargas dá origem a um acoplamento ferromagnético entre as camadas FM. Vale a pena salientar que este tipo de interação praticamente independe da temperatura para $T \leq T_C/2$, já que a magnetização de saturação do FM quase não varia; esta propriedade foi usada mais tarde neste trabalho;
- iii) **acoplamento através de “domain walls” (parede de domínio)**: a existência de acoplamento magnetostático entre paredes de domínio nas duas camadas magnéticas, ilustrado na figura 1.10(c).

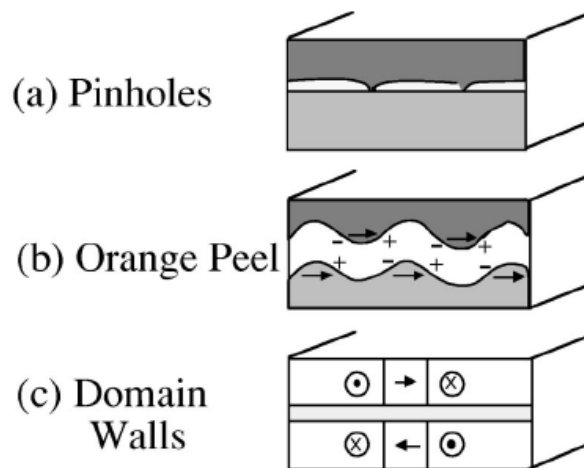


Figura 1.10: Possíveis mecanismos de acoplamento entre duas camadas FM através de uma camada não-magnética. Figura retirada da referência [95].

- iv) **Acoplamento tipo RKKY** [Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida]⁷⁹: apresenta um período de oscilação do acoplamento em função da espessura do espaçador num sistema composto de duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada de metal não-magnético. Este é um processo de acoplamento indireto de origem eletrônica, dependente das superfícies de Fermi dos materiais envolvidos.

Como vimos, nos modelos propostos para explicar o EB, a camada FM está quase sempre em contato atômico com a camada AFM, assumindo um acoplamento de primeiros vizinhos na interface, sendo o H_{EB} o resultado do acoplamento entre as primeiras camadas atômicas do FM e AFM. Uma idéia constante em todas estas teorias é uma interação de curto alcance. Poucos trabalhos envolvendo a interação AFM/FM através de uma camada NM foram descritos, e as teorias propostas para descrever esta interação abordam o problema assumindo um sistema do tipo FM/NM/FM. A alteração na configuração do sistema para AFM/NM/FM nos propicia um novo cenário na estrutura interfacial: na interface de uma camada FM, cada átomo contribui igualmente ao acoplamento, enquanto que a interface de uma camada AFM envolve átomos com direções de spin diferentes, razão pela qual a magnitude do acoplamento AFM/FM é muito menor que o acoplamento FM/FM de contato direto. Apesar disso, alguns desses mecanismos de acoplamento podem ser adaptados e talvez consigam descrever o acoplamento em sistemas AFM/NM/FM.

1.5 Tricamadas AFM/NM/FM

Apesar dos inúmeros estudos sobre EB nas últimas décadas, tanto do ponto de vista teórico como da física aplicada, questões básicas ainda permanecem obscuras, como, por exemplo, se o acoplamento AFM/FM é de curto ou longo alcance. Compreender os mecanismos responsáveis pelo acoplamento em sistemas de tricamadas AFM/NM/FM, variando a espessura da camada espaçadora, pode ser capaz de explicar esta questão.

Gökemeijer e colaboradores¹⁷, em 1997, apresentaram o primeiro trabalho nesta direção, inserindo camadas espaçadoras de Cu, Ag e Au entre a bicamada de CoO/NiFe. Eles mostraram um decaimento exponencial do H_{EB} com o aumento da espessura da camada NM com acoplamento estendendo-se até 50 Å. Esse estudo forneceu uma análise do parâmetro do alcance da interação, diferente para cada material usado como espaçador e levando a conclusão de um acoplamento de longo alcance dependente da natureza eletrônica da camada separadora.

Logo após, em 2000, Thomas e colaboradores¹⁶, mostraram que não há evidências de interação de longo alcance através das bicamadas IrMn/CoFe e CoFe/IrMn com espaçadores de Cu, Ag, Au, Pd, Ru, Al e Ti. H_{EB} diminui exponencialmente com o aumento da espessura da camada NM, desaparecendo para espessuras maiores do que 1 nm (ver Figura 1.11). Thomas e colaboradores argumentaram que os resultados obtidos podem ser melhor entendidos considerando um acoplamento através de buracos e processos de difusão através da camada separadora.

Quase simultaneamente ao trabalho de Thomas, Mewes e colaboradores¹⁹ verificaram num trabalho experimental, uma oscilação do H_{EB} em função da espessura do espaçador de Cu ou Cr num sistema NiFe/FeMn (Figura 1.12). A queda exponencial tem um período de oscilação corresponde à metade do valor relatado para o sistema NiFe/NM/NiFe, o que indica que esta interação tem origem análoga ao caso das multicamadas FM/NM/FM. Lin e colaboradores²¹ também observaram uma oscilação próximo à temperatura de Néel do NiO em tricamadas de NiO/Cu/NiFe com o aumento da espessura do cobre, para diferentes temperaturas: para temperaturas baixas, o H_{EB} diminui monotonicamente com esta espessura. Isto foi explicado através de um modelo que assume uma competição entre o acoplamento RKKY e uma interação dipolar.

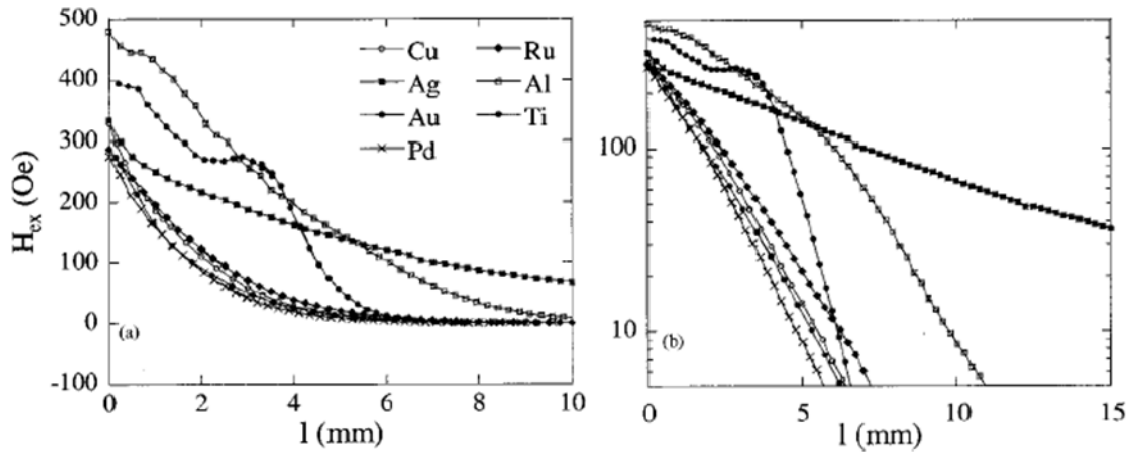


Figura 1.11: Dependência do H_{EB} ($=H_{ex}$ definido pelo autor) em função da espessura do espaçador, onde $1 \text{ mm} \sim 1 \text{ \AA}$ é o fator de escala correspondente. Figura retirada da referência 18.

Em tricamadas AFM/NM/FM, onde a camada espaçadora é de um material metálico como $\text{CoO}/\text{Au}/\text{Co}$ ⁸⁰, $\text{Co}/\text{Cu}/\text{FeMn}$ ⁸¹, $\text{NiFe}/\text{Cu}/\text{IrMn}$ ⁸² e $\text{IrMn}/\text{Cu}/\text{Co}$ ⁸³, em geral é observada uma atenuação exponencial da intensidade do acoplamento com o aumento da espessura do espaçador.

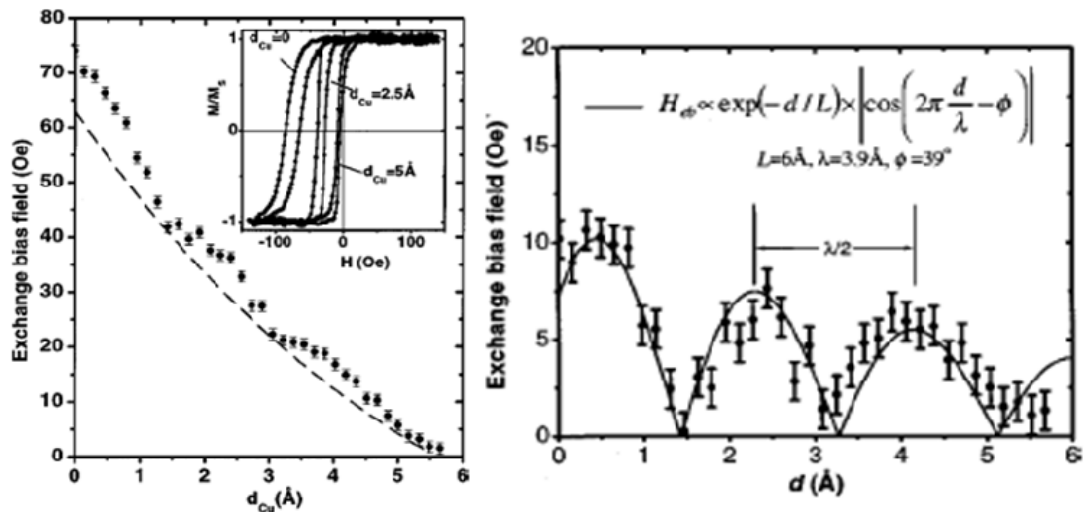


Figura 1.12: Dependência do H_{EB} em tricamadas $\text{NiFe}/\text{Cu}/\text{FeMn}$ em função da espessura do Cu. Os gráficos mostram, na a linha pontilhada (gráfico a esquerda), a indicação do decaimento exponencial monoatômico, e a linha contínua no gráfico a direita representa o resultado do ajuste de quase-periodicidade $\lambda/2$. Figura retirada da referência 19.

Gierlings e colaboradores⁸⁴ relatam a primeira evidência de um momento induzido na camada NM observado na tricamada de $\text{CoO}/\text{Au}/\text{Co}$ usando a técnica de orientação nuclear a baixa temperatura. O fenômeno foi explicado abordando um processo de hibridização s-d

com os átomos interfaciais de Au e um processo de relaxamento da estrutura magnética interfacial.

Resultados interessantes referente ao acoplamento AFM/NM/FM através de uma intercamada isolante não-magnética foram apresentados por Paul e colaboradores²⁸. Eles mostraram um acréscimo do H_{EB} em uma bicamada CoO/Co inserindo uma intercamada muito fina de AlO_x . Foi observada uma dependência não-monótona com a espessura da camada de AlO_x , sugerindo que a origem desses fatos está na descontinuidade e no crescimento desordenado da camada separadora.

Li e colaboradores⁸⁵, em 2008, relatam um decaimento abrupto, sem presença de oscilações no H_{EB} com a espessura da camada NM, em sistemas tipo NiFe/NM/FeMn em que o material não-magnético foi Cu, Ag e Bi. Eles explicaram seus resultados com base na estrutura cristalina das camadas e nos processos de migração atômica na interface.

Um trabalho recente feito por Tafur e colaboradores⁸⁶ apresenta interação de longo alcance em tricamadas de NiO/Cu/NiFe e NiO/Cr/NiFe decrescendo exponencialmente com a espessura da camada NM de Cu ou Cr (Figura 1.13), sugerindo uma interação através da polarização de spins nas camadas espaçadoras de Cu ou Cr.

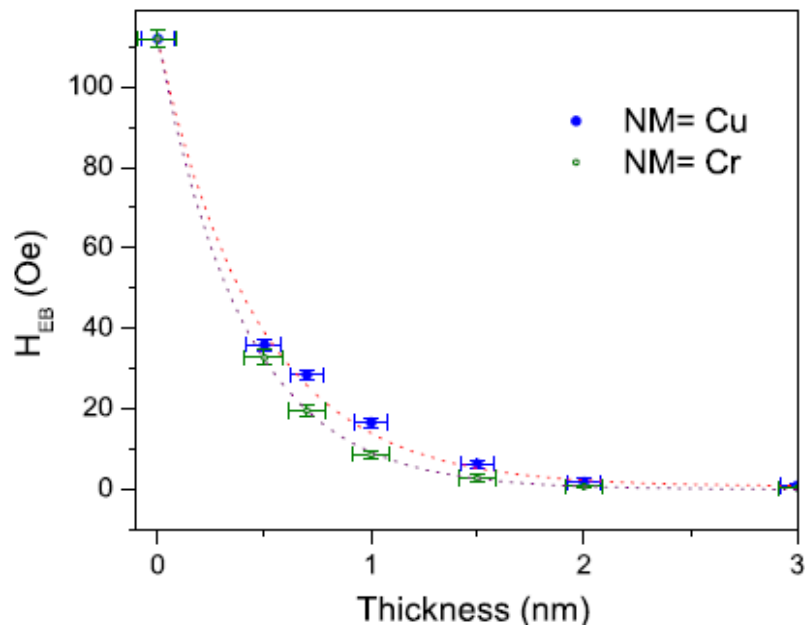


Figura 1.13: Dependência do H_{EB} com a espessura do Cu ou Cr em tricamadas NiO/Cu/NiFe e NiO/Cr/NiFe. Figura retirada da referência 86.

Em nossos trabalhos anteriores no sistema IrMn/Cu/Co,^{14,29,83,87} observamos que a interação de troca diminui exponencialmente com o aumento de t_{Cu} a partir de 0.25 nm. Esta diminuição foi atribuída a uma interação de curto alcance mediada por *pinholes*. As variações dos campos de EB obtidos via medidas de magnetização, $H_{\text{EB}}^{\text{MAG}}$, e através de ressonância ferromagnética, $H_{\text{EB}}^{\text{FMR}}$, assim como as do H_{C} em função de t_{Cu} , podem ser vista na figura 1.14.

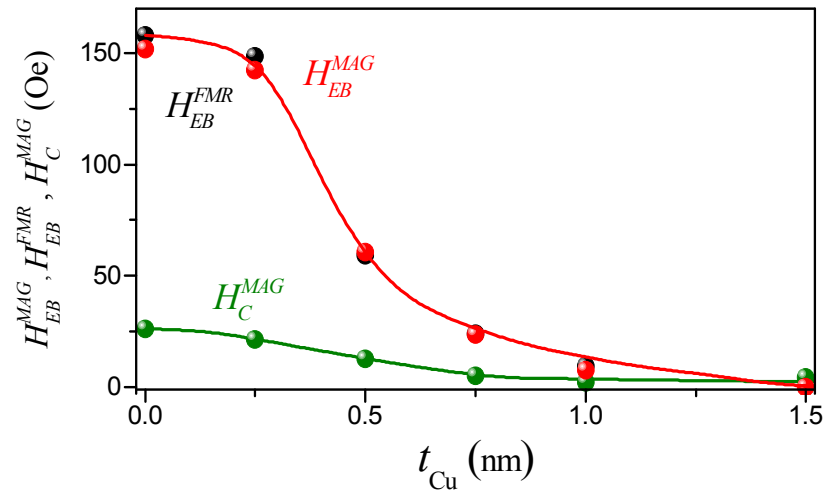


Figura 1.14: Dependências dos $H_{\text{EB}}^{\text{MAG}}$, $H_{\text{EB}}^{\text{FMR}}$ e do H_{C} em função de t_{Cu} em tricamadas de IrMn/Cu/Co (referência 87).

2 Técnicas Experimentais

2.1 Introdução

Na parte experimental deste trabalho, usamos duas técnicas diferentes de caracterização magnética, medidas de magnetização estática e ressonância ferromagnética (FMR), para obtenção dos parâmetros magnéticos do sistema IrMn/A(t_A)/Co (onde A = Al₂O₃ ou Cr e t_A a espessura desta camada) que apresenta o fenômeno de EB. Para caracterizar estruturalmente o sistema foi utilizada a técnica de difração de raios-X em altos e baixos ângulos, assim como microscopia de força atômica e microscopia eletrônica de transmissão.

A caracterização magnética foi realizada através de medidas de curvas de magnetização estáticas (MAG) via técnica que envolve rotações irreversíveis de momentos magnéticos do sistema usando-se um magnetômetro de gradiente de força alternada (AGFM). Devido a sua alta sensibilidade, este instrumento é um dos mais adequados para o estudo do sistema sob investigação.

As medidas de FMR foram realizadas no Laboratório de Ressonância Magnética Eletrônica da Universidade Federal de Goiás sob a supervisão do Prof. Dr. Fernando Pelegrini. Nesta técnica, o movimento da magnetização é perturbado em torno da posição de equilíbrio, mas não realiza rotações irreversíveis, e o valor de acoplamento é obtido indiretamente através de ajustes dos dados experimentais com modelos fenomenológicos.

As medidas de difração de raios-X em alto ângulo (DRX) foram realizadas no Laboratório de Altas Pressões deste Instituto, onde caracterizamos a cristalinidade do nosso sistema. As medidas de raios-X a baixos ângulos (refletividade, RRX) foram realizadas no Laboratório de Difração de Raios-X da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), sob a supervisão do Prof. Dr. Alexandre Da Cas Viegas, e foram utilizadas para determinar as espessuras das camadas e a rugosidade interfacial através de simulações.

Neste trabalho utilizamos dois microscópios eletrônicos de transmissão (TEM), o TEM 200 kV do Centro de Microscopia Eletrônica deste Instituto, modelo JEM 2010, e o TEM 200 kV do Laboratório Central de Microscopia Eletrônica da UFSC, modelo JEM 2100.

As amostras foram preparadas pelo método “*cross-section*” utilizando as infraestruturas de ambos os Centros.

Neste capítulo é apresentada uma breve descrição dos princípios de funcionamento dos sistemas experimentais de caracterização magnética.

2.2 Magnetômetro de gradiente de força alternada (AGFM)

O “Alternating Gradient Force Magnetometer” (AGFM) é um instrumento de alta sensibilidade (10^{-8} emu, ou 10^{-11} A.m² no SI) para medidas de variações do momento magnético⁸⁸, podendo medir magnetização em filmes com espessuras da ordem de 1 nm. Seu princípio de funcionamento baseia-se na força sofrida por um momento magnético quando submetido a um gradiente de campo magnético. A amostra é colocada na extremidade inferior de uma haste de vidro, imersa em um campo magnético alternado, produzido por um par de bobinas denominadas bobinas de gradiente. A amostra sofre a ação de uma força \vec{F}_m ,

$$\vec{F}_m = \vec{m}\nabla\vec{h} , \quad (2.1)$$

também alternada, que é proporcional ao momento magnético \vec{m} da amostra e ao gradiente de campo $\nabla\vec{h}$.

A extremidade superior da haste de vidro é colada a um material piezelétrico que transforma a oscilação da haste em um sinal elétrico. A amplitude dessa oscilação é proporcional à força aplicada à amostra que, por sua vez, é proporcional à componente da magnetização na direção do campo DC, conforme esquematizado na Figura 2.1.

O campo gerado pelas bobinas de gradiente é paralelo ao campo magnético DC, responsável pela magnetização da amostra. Estas bobinas são ligadas na configuração chamada de par de Maxwell, ou seja, enroladas em série, mas em oposição (uma enrolada no sentido horário, outra no sentido oposto) de cada lado, de tal modo que o gradiente seja máximo na região entre elas, onde é colocada a amostra. A força sobre o piezoelétrico,

proporcional a magnetização, é feita com o auxílio de um amplificador *Lock-In*. O sinal de entrada é a tensão proveniente do piezoelétrico ou á magnetização. O gradiente de campo é usualmente aplicado na frequência da ressonância mecânica do sistema (piezoelétrico, haste, porta-amostra e amostra), obtendo-se assim uma melhor razão sinal/ruído. A fim de melhorar sua alta sensibilidade, o AGFM é montado em um sistema com proteção contra vibrações mecânicas. Um diagrama experimental do sistema é mostrado no Figura 2.1.

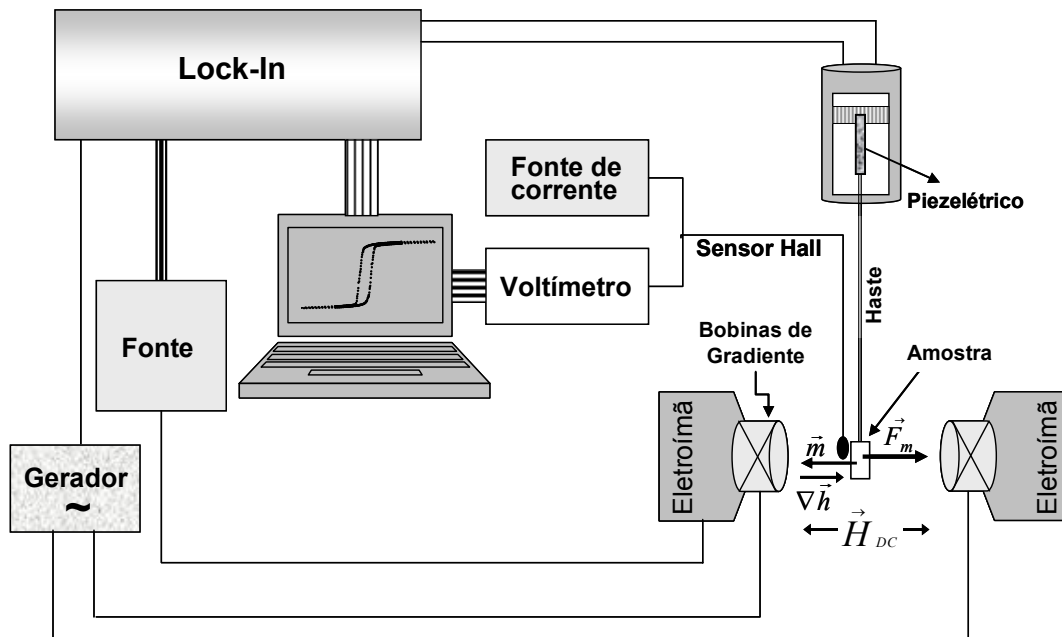


Figura 2.1: Diagrama de blocos e configuração do AGFM.

2.3 Ressonância ferromagnética

A técnica de ressonância ferromagnética, consiste em aplicar um campo alternado na faixa de microondas, H_{AC} , numa amostra situada num campo magnético estático H_{DC} , de modo a estimular o movimento de precessão da magnetização em torno do campo efetivo do material (ver figura 2.2). Para uma particular frequência de excitação (ω_0) observa-se o fenômeno de ressonância onde ocorre a máxima amplitude do movimento de precessão.

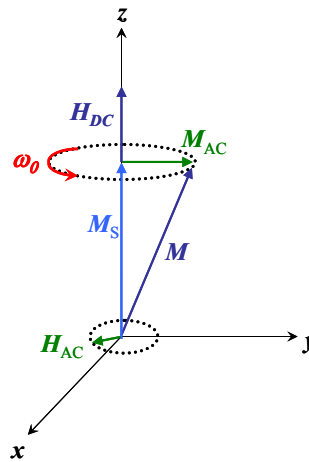


Figura 2.2: Representação da precessão da magnetização submetida a um campo magnético H_{DC} .

Na ressonância, isto coincide com a máxima absorção da energia associada ao campo AC pela amostra, definida por:

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \omega \chi''_{xx} H_x^2, \quad (2.2)$$

onde ω é a frequência do campo H_{AC} , χ''_{xx} é a componente imaginária do tensor susceptibilidade magnética e H_x é a componente do H_{AC} na direção x .

Nas experiências de FMR, em geral, ω é fixa, determinada pelo máximo de absorção do H_{AC} pela amostra. Para observar a ressonância, varia-se o campo H_{DC} e, portanto ω_0 .

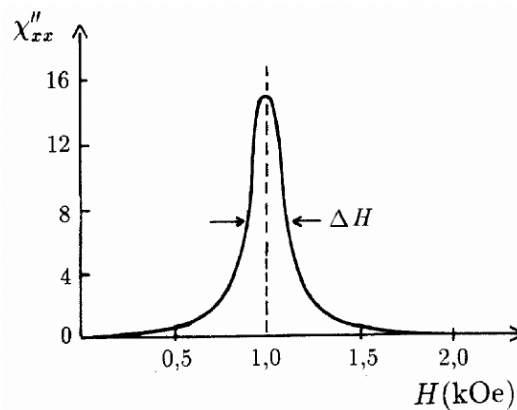


Figura 2.3: Parte imaginária da susceptibilidade magnética para uma ferrita em função de H_{DC} para $\omega = 17.6$ Hz, evidenciando a ressonância ferromagnética⁸⁹.

A Figura 2.3 mostra a curva característica de χ''_{xx} em função de H_{DC} para uma amostra usando $\omega = 17.6$ GHz⁸⁹. Neste caso a ressonância ocorre para um campo aplicado de $H_{DC} = 1$ kOe. Esta é a forma típica do sinal de absorção de microondas num sistema ferromagnético simples. A linha de absorção pode ser ajustada por uma lorentziana, com largura ΔH .

A expressão que relaciona a frequência de ressonância do modo uniforme com a densidade de energia do material foi obtida por Smit e Beljers,⁹⁰

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma^2}{M^2 \sin^2 \theta} (E_{\theta\theta} E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2)_{\theta_0 \phi_0}, \quad (2.3)$$

onde γ é o fator giromagnético, E é a energia livre do sistema e os subscritos indicam as derivadas parciais em relação aos ângulos polar θ e azimutal ϕ , que definem a orientação da magnetização, sendo θ_0 e ϕ_0 os seus valores de equilíbrio. A relação entre a frequência de ressonância e o campo externo aplicado é conhecida como a relação de dispersão de ressonância ferromagnética.

A descrição anterior é válida apenas para um sistema simples sem interações. Quando existe acoplamento entre duas camadas A e B, a relação de dispersão é definida pelas raízes do determinante da matriz^{91,92} 4×4 ,

$$\begin{bmatrix} E_{\theta_A\theta_A} & E_{\theta_A\phi_A} + iz_A & E_{\theta_A\theta_B} & E_{\theta_A\phi_B} \\ E_{\theta_A\phi_A} - iz_A & E_{\phi_A\phi_A} & E_{\theta_B\phi_A} & E_{\phi_A\phi_B} \\ E_{\theta_A\theta_B} & E_{\theta_B\phi_A} & E_{\theta_B\theta_B} & E_{\theta_B\phi_B} + iz_B \\ E_{\theta_A\phi_B} & E_{\phi_A\phi_B} & E_{\theta_B\phi_B} - iz_B & E_{\phi_B\phi_B} \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

onde z_A e z_B são dadas pelas equações (2.5) e (2.6), respectivamente, e γ_A e γ_B os fatores giromagnéticas dos materiais das duas camadas,

$$z_A = (\omega / \gamma_A) t_A M_A \text{sen } \theta_A, \quad (2.5)$$

$$z_B = (\omega / \gamma_B) t_B M_B \text{sen } \theta_B. \quad (2.6)$$

A partir de um modelo apropriado para a expressão da energia, onde se consideram as contribuições para o campo efetivo do material, é possível calcular a relação de dispersão $\omega_0(H)$ ou uma relação entre as frequências de ressonância e a direção em que o campo externo é aplicado (ω_0 versus ϕ_H). Quando as magnetizações permanecem orientadas no plano do filme, os ângulos polares são $\theta_A = \theta_B = 90^\circ$, como no caso aqui estudado. A direção do campo é definida pelos ângulos ϕ_H e θ_H esse último igual a 90° . Os parâmetros da função de energia, cujos cálculos de ω_0 versus H ou ω_0 versus ϕ_H melhor reproduzem os resultados experimentais (este último acessível experimentalmente neste trabalho), são admitidos como aqueles que caracterizam efetivamente o sistema.

Experimentalmente se adquire uma curva da absorção ressonante em função do campo aplicado ϕ_H . A partir disso obtêm-se os campos de ressonância (H_{res}) para cada ϕ_H .

A partir das medidas de ressonância em função do ângulo de campo aplicado $H_{res}(\phi_H)$, definimos o campo de EB, $H_{EB}^{FMR}(\phi_H)$, como⁹²

$$H_{EB}^{FMR}(\phi_H) = \frac{1}{2} [H_{res}(\phi_H) - H_{res}(\pi - \phi_H)]. \quad (2.7)$$

3 Amostras

3.1 Introdução

Para realizarmos o estudo do acoplamento entre camadas FM e AFM, escolhemos o sistema IrMn/Co pois o IrMn apresenta várias propriedades de importância tecnológica, tais como boa resistência à corrosão, relativamente grande constante de anisotropia unidirecional, alta temperatura de bloqueio e baixa espessura crítica⁹³, isto é, poucas camadas atômicas são suficientes para se manifestar o fenômeno de EB. Introduzimos entre o IrMn (material AFM) e o Co (material FM), uma camada espaçadora de diferentes materiais, o cromo (Cr) que é um material antiferromagnético com anisotropia fraca, ou a alumina (Al₂O₃), material isolante, para estudar a influencia destas camadas na interação FM/AFM.

Neste capítulo é apresentada uma descrição da metodologia utilizada na produção e tratamentos realizados nas amostras estudadas.

3.2 Produção

As amostras foram produzidas pela técnica de desbastamento iônico (“*Magnetron Sputtering*”) na Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, Université Paris-Sud, Orsay, França, por C. Deranlot e F. Petroff. Esta técnica consiste em aplicar uma diferença de potencial entre um alvo (que é composto pelo material que queremos depositar) e o substrato no qual o filme será depositado. A câmara de deposição é antecipadamente esvaziada até atingir uma pressão base e depois preenchida com um gás inerte, geralmente o argônio, evitando assim reações químicas com o alvo. Essa diferença de potencial entre o alvo e o substrato ioniza o gás e cria um plasma que consiste de elétrons e íons do gás em um estado de alta energia. Durante o *sputtering*, os íons acelerados do plasma se chocam com o alvo e arranca átomos do material que serão arremessados inclusive na direção do substrato, formando o filme. Para melhorar a eficiência do crescimento do filme, utilizam-se certas configurações de campos magnéticos, produzidos por ímãs colocados abaixo do alvo, moldando o plasma e direcionando as colisões

dos íons contra o alvo em certas regiões. Uma fonte de rádio-freqüência é usada para a deposição de materiais isolantes, mas também pode ser usada para materiais condutores.

Nossos filmes foram depositados utilizando uma pressão de base na câmara de 5×10^{-8} mbar e uma atmosfera de Ar com uma pressão de 2.5×10^{-3} mbar para deposição do Ru, Cr, Co, Al_2O_3 e Au, e 1.0×10^{-2} mbar para o IrMn. Todas as amostras foram depositadas a temperatura ambiente.

As amostras estudadas neste trabalho são bicamada IrMn/Co e tricamadas de IrMn/ Al_2O_3 /Co e IrMn/Cr/Co, com espessuras de 15 nm de $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$, 5 e 7 nm de Co, e espessura de cromo (t_{Cr}) e alumina (t_{alumina}) variando de 0.25 a 3 nm. Os filmes foram crescidos sobre substratos de Si(100), o rutênio foi utilizado como camada semente (“buffer”) (15 nm e 10 nm) e o ouro como camada protetora. A camada semente influencia na cristalinidade, na aderência e na rugosidade dos filmes^{94,95}, parâmetros importantes para o controle do EB. Em nosso sistema a camada semente de Ru é essencial para fazer com que o IrMn cresça com textura [111].

Na tabela 2 apresentamos as amostras estudadas bem como sua composição nominal.

Tabela 2: Composição nominal das amostras.

Composição nominal (nm)	
Espaçador de alumina	Espaçador de cromo
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Co ₇ /Au ₁₀	-
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) _{0.25} /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr _{0.25} /Co ₅ /Au ₁₀
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) _{0.5} /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr _{0.5} /Co ₅ /Au ₁₀
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) _{0.75} /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr _{0.75} /Co ₅ /Au ₁₀
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) ₁ /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr ₁ /Co ₅ /Au ₁₀
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) _{1.5} /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr _{1.5} /Co ₅ /Au ₁₀
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) ₂ /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr ₂ /Co ₅ /Au ₁₀
Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /(Al ₂ O ₃) ₃ /Co ₇ /Au ₁₀	Si(100)/Ru ₁₅ /IrMn ₁₅ /Cr ₃ /Co ₅ /Au ₁₀

3.3 Tratamento térmico

As amostras foram tratadas termicamente na presença de um campo magnético a fim de maximizar o EB. O tratamento térmico foi feito em um forno resistivo a temperatura fixa de 210 ± 2 °C por 15 min a uma pressão de 10^{-5} mbar sob um campo magnético de 2.4 kOe aplicado no plano do filme. As amostras foram aquecidas e resfriadas com campo magnético aplicado. A temperatura de 210 °C foi escolhida após um estudo com diferentes valores de temperatura e esta corresponde a um campo máximo de EB^{96,97}.

O forno utilizado nos tratamentos térmicos é composto basicamente por uma haste, que possui um resistor em uma de suas extremidades. Esta haste é colocada dentro de uma cápsula, que é conectada a um sistema de vácuo, o que garante uma baixa pressão em seu interior durante os tratamentos, evitando a oxidação das amostras. Ao passarmos uma corrente elétrica pelo resistor, a amostra é aquecida. A temperatura do forno é mantida estável por um controlador PID programável (Novus 2100) e um sensor de temperatura PT-100.

4 Resultados e discussões

4.1 Modelos

Um dos pontos que motivou esse trabalho são as diversas controvérsias na literatura, entre elas o fato de que freqüentemente seja relatado que diferentes técnicas de medidas podem render valores distintos para a anisotropia unidirecional, sendo a diferença de até uma ordem de grandeza. Esta situação levou alguns autores a classificar estas técnicas em duas categorias: reversíveis e irreversíveis. Por exemplo, ressonância ferromagnética, espalhamento de Brillouin, susceptibilidade magnética *ac*, são técnicas que envolvem apenas pequenas perturbações da magnetização em torno de equilíbrio, enquanto magnetometria *dc* e medidas de torque envolvem rotações irreversíveis dos momentos magnéticos.

A energia de acoplamento interfacial J_E é estimada comparando dados experimentais com valores calculados usando modelos fenomenológicos adequados. A maioria dos trabalhos experimentais relata discrepâncias entre o acoplamento estimado através de diferentes técnicas, quer tenham adotado o modelo RAF (momento antiferromagnético rígido) ou DWF (formação de paredes de domínio na interface FM/AFM).

Devido a isso investigamos, paralelamente ao desenvolvimento experimental desse trabalho, as seguintes questões:

Primeiramente, mostramos através de dois modelos (DWF e RAF) e de um simples experimento, que pelo menos parte dessa diferença pode ser atribuída a erros grandes na avaliação da interação FM/AFM obtidos por meio de medidas de susceptibilidade magnética *ac* e medidas de magnetometria *dc*, causados por negligenciar a distribuição de eixos fáceis ou subestimar a anisotropia uniaxial do material ferromagnético¹⁴.

Em seguida investigamos um novo problema referente à determinação de J_E : métodos convencionais de caracterização magnética reversíveis ou irreversíveis podem não ser capazes de distinguir entre as contribuições do campo de acoplamento de troca, H_E , e do campo de anisotropia AFM, H_W , se suas intensidades forem muito diferentes. Este problema foi abordado através da fabricação de amostras de prova constituídas de bicamadas FeMn/Co onde a espessura t_{AFM} do FeMn é variada. Demonstramos que os valores de J_E podem ser determinados a partir da variação da coercividade com t_{AFM} ⁹⁸.

4.1.1 Importância da distribuição de eixos fáceis FM e/ou AFM

Utilizamos os modelos DWF (i.e., o de Mauri e colaboradores) e RAF para obter os parâmetros através de medidas de susceptibilidade *ac* e magnetometria *dc*, mostrando a importância de considerar a distribuição de eixos fáceis e intensidade da anisotropia uniaxial da camada FM.

O modelo DWF assume a formação de uma parede de domínio paralelo à interface na camada AFM próximo à interface FM/AFM, tendo como parâmetros os seguintes campos efetivos: campo de anisotropia uniaxial da camada FM (H_U), campo de acoplamento de troca (H_E), e campo de anisotropia da parede de domínio AFM (H_W), definidos pelas seguintes expressões:

$$H_U = \frac{2K_{FM}}{M_{FM}}, \quad (4.1)$$

$$H_E = \frac{J_E}{t_{FM}M_{FM}}, \quad (4.2)$$

$$H_W = \frac{\sigma_W}{t_{FM}M_{FM}}, \quad (4.3)$$

onde M_{FM} é a magnetização da camada FM, K_{FM} é a constante de anisotropia uniaxial da camada FM, t_{FM} a espessura da camada FM e σ_W a energia por unidade de área de uma parede de domínio de 90° na camada AFM. Considerando eixos fáceis FM e AFM orientados no plano do filme e o campo magnético externo aplicado também no plano do filme, a energia livre por unidade de área pode ser escrita da seguinte forma

$$E_{DWF} = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{FM} t_{FM} - K_{FM} t_{FM} \left(\frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{FM}}{M_{FM}} \right)^2 - J_E \frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} - \sigma_W \frac{\mathbf{M}_{AF} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{AF}}{M_{AF}}. \quad (4.4)$$

Os primeiros três termos da equação 4.4 são a energia de Zeeman, a uniaxial de FM e a de troca entre FM e AFM, respectivamente. O último termo corresponde à anisotropia da camada AFM. Os vetores unitários $\hat{\mathbf{u}}_{FM}$ e $\hat{\mathbf{u}}_{AF}$ representam as direções dos eixos de anisotropia uniaxiais FM e AFM, respectivamente.

No modelo RAF, o de momento antiferromagnético rígido, reduzido do modelo DWF, a expressão de energia pode ser descrita da seguinte forma

$$E_{RAF} = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{FM} t_{FM} - K_{FM} t_{FM} \left(\frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{FM}}{M_{FM}} \right)^2 - J_E \frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{AF}}{M_{FM}} . \quad (4.5)$$

A susceptibilidade *ac* transversa χ_t é uma técnica de alta sensibilidade que manifesta a resposta do sistema a um pequeno campo magnético *ac* aplicado perpendicularmente a um campo magnético *dc*, H_{dc} . A curva característica obtida quando se diminui H_{dc} a partir da saturação pode ser usada⁹⁹ para determinar o campo de anisotropia efetivo H_{eff} . A expressão para χ_t quando $H_{dc} \approx 0$ pode ser descrita¹⁰⁰ por $\chi_t = M_{FM} / H_{eff}$, onde

$$H_{eff}^{DWF} = H_U + \frac{H_E H_W}{H_E + H_W} . \quad (4.6)$$

O campo de anisotropia efetivo, para o caso do modelo DWF^{76,100}, é

$$H_{eff}^{RAF} = H_U + H_E . \quad (4.7)$$

O campo correspondente de H_E para os modelos DWF e RAF torna-se, respectivamente,

$$H_{E,DWF}^{ac} = \left(\frac{1}{\frac{M_{FM}}{\chi_t} - H_U} - \frac{1}{H_W} \right)^{-1} , \quad (4.8)$$

$$H_{E,RAF}^{ac} = \frac{M_{FM}}{\chi_t} - H_U . \quad (4.9)$$

Para uma aproximação de H_W infinitamente grande, as equações 4.6 e 4.8 reduzem-se a 4.7 e 4.9, respectivamente, como esperado, ou seja, o modelo DWF resulta no modelo RAF.

O deslocamento em campo da curva de histerese H_{EB} depende de H_U para valores intermediários de H_W , contrariando a expressão comumente utilizada $H_E^{dc} = H_{EB}^{dc}$ (salientamos que H_E é o campo de acoplamento de troca e H_{EB} é o deslocamento em campo do ciclo de histerese magnética). Esta expressão, no entanto, continua sendo válida somente para valores de H_W muito altos, enquanto que para valores pequenos do campo de anisotropia AFM tem-se $H_{EB}^{dc} = H_W$.

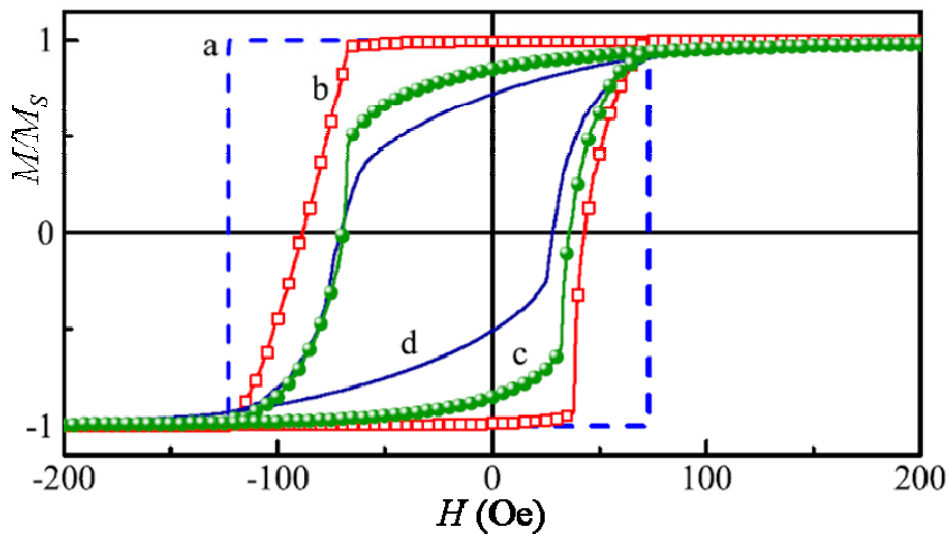


Figura 4.1: Curvas de histerese simuladas para uma bicamada FM/AFM usando $H_U = 100$ Oe, $H_W = 500$ Oe e $H_E = 25$ Oe, com diferentes distribuições de eixos fáceis.

Na Figura 4.1 estão apresentadas curvas de histerese calculadas através do modelo DWF usando $H_U = 100$ Oe, $H_W = 500$ Oe, e $H_E = 25$ Oe, com diferentes distribuições de eixos fáceis; supondo que estas curvas fossem medidas experimentais, obteríamos os H_{EB}^{dc} , H_C e também M_{FM} / χ_t calculados a partir do campo efetivo (equação 4.6). A curva (a) da Figura 4.1 representa um laço de histerese para o caso mais simples de acoplamento de troca FM/AFM onde $\hat{\mathbf{u}}_{FM} \parallel \hat{\mathbf{u}}_{AF} \parallel \mathbf{H}_{dc}$ ($H_{EB}^{dc} = 25$ Oe, $H_C = 98$ Oe e $M_{FM} / \chi_t = 124$ Oe). A curva (b) desta figura corresponde ao caso de um único domínio FM, com eixos fáceis AFM igualmente distribuídos no plano, com desvio máximo de 55° da direção do eixo fácil do FM ($H_{EB}^{dc} = 23$ Oe, $H_C = 66$ Oe, e $M_{FM} / \chi_t = 121$ Oe). A curva (c) na Figura 4.1 representa o caso de distribuições AFM e FM acopladas, com desvio máximo dos seus eixos fáceis de 55° ($H_{EB}^{dc} = 17$ Oe, $H_C = 53$ Oe, e $M_{FM} / \chi_t = 137$ Oe). Já a curva (d) na Figura 4.1 foi calculada

assumindo uma distribuição aleatória de eixos fáceis FM e desvio máximo AFM de 55° ($H_{EB}^{dc} = 21$ Oe, $H_C = 50$ Oe, e $M_{FM} / \chi_t = 202$ Oe);

Uma distribuição de eixos fáceis na camada AFM reduz a coercividade tornando a curva de magnetização mais arredondada. Os valores de H_{EB}^{dc} , no entanto, permanecem praticamente inalterados independentemente da orientação do campo. O desvio máximo empregado nas simulações consiste no fato de que a maior parte dos materiais AFM utilizados em sistemas com EB apresentam anisotropia cúbica, a qual tem uma distribuição confinada a um angulo sólido que é, no máximo, da ordem de 55° (referência 101).

Usamos então o modelo RAF para derivar o H_E^{ac} e compará-lo com H_{EB}^{dc} para os casos correspondentes as curvas de histerese apresentadas na Figura 4.1. Comparando com o caso sem distribuição de eixos fáceis, M_{FM} / χ_t aumenta, H_C diminui e a razão $H_{E,RAF}^{ac} / H_{EB}^{dc}$ aumenta significativamente, sendo que, para os casos (a) $H_{E,RAF}^{ac} / H_{EB}^{dc} = 1.0$, (b) $H_{E,RAF}^{ac} / H_{EB}^{dc} = 2.4$, (c) $H_{E,RAF}^{ac} / H_{EB}^{dc} = 4.9$, e (d) $H_{E,RAF}^{ac} / H_{EB}^{dc} = 7.2$.

Nestas estimativas, foi assumido que $H_U = H_C$; no entanto, tendo em vista que muitas vezes em sistemas com EB, H_C aumenta em relação ao caso sem deslocamento, podem-se usar valores de H_U um pouco menores que H_C na equação 4.6. Isto irá aumentar ainda mais a razão $H_{E,RAF}^{ac} / H_{EB}^{dc}$; por exemplo, assumindo H_U 40% menor que H_C para o caso (d), resultará numa razão maior ainda de 8.1.

Afim de verificar a validade do efeito da distribuição de eixos fáceis sobre a estimativa dos parâmetros de anisotropia em uma amostra real, realizamos um simples experimento.

Utilizamos uma amostra cortada em forma de retângulo da bicamada de IrMn(15 nm)/Co(5 nm) tratada termicamente a 200°C por 15 minutos em atmosfera de Ar com campo magnético aplicado de 1.6 kOe, para verificar a validade do efeito da distribuição de eixos fáceis sobre a estimativa dos parâmetros de anisotropia. Inicialmente, determinamos a direção do eixo fácil via AGFM e a susceptibilidade magnética via SQUID (*superconducting quantum interference device*). Calculmos a curva de magnetização usando parâmetros de anisotropia de acoplamento FM/AFM, assim como certa distribuição das direções dos eixos fáceis; obtemos desse modo resultados muito próximos aos experimentais. As três técnicas deram aproximadamente o mesmo valor para o campo de EB, na ordem de

173 Oe. Posteriormente, “criamos” uma nova amostra, cortando a amostra tratada termicamente em três pedaços iguais ao longo do seu eixo fácil; dois desses pedaços foram empilhados formando ângulos de -30° e $+30^\circ$ com o outro introduzindo assim uma distribuição (artificial) de eixos fáceis. As curvas de histerese das duas amostras são mostradas na Figura 4.2.

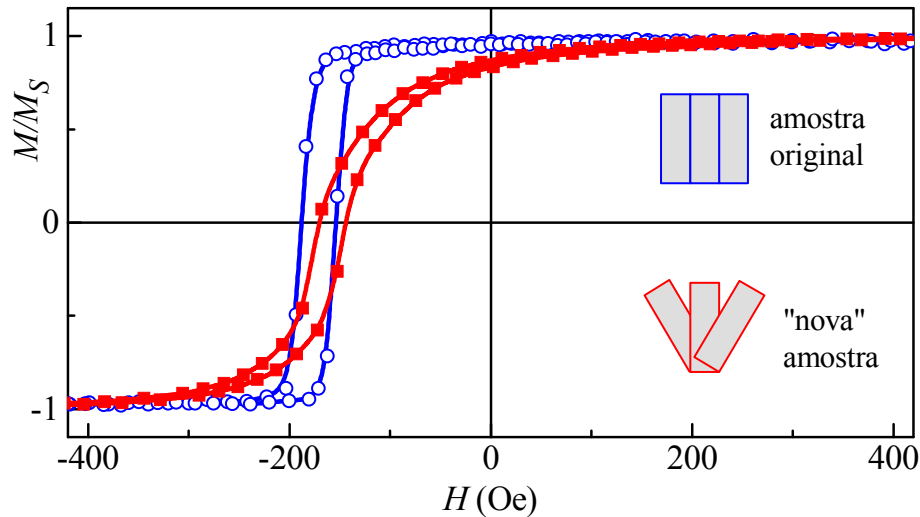


Figura 4.2: Curvas de histerese magnética do filme de IrMn/Co tratado termicamente (símbolo aberto) e da amostra (três pedaços do filme original, dois destes rearranjados em ângulos de $+30^\circ$ e -30° com o terceiro, símbolo fechado), como mostra o esquema.¹⁴

Comparando os resultados das duas amostras, verificamos que H_C e H_{EB} da nova amostra diminuíram 24% e 8%, respectivamente, em relação à amostra original, e a razão entre a magnetização e a susceptibilidade M_{FM} / χ_t aumenta na ordem de 89%. Embora o H_E seja o mesmo para ambas as amostras, a razão H_E / H_{EB} , calculada usando $H_C = H_U$, foi artificialmente aumentada 2.2 vezes. Se outra amostra for 'criada' com desvio angular maior do que 30° no arranjo das peças, o valor será ainda maior.

Assim, mostramos que a diferença nos valores da interação FM/AFM, obtidos por meio de medidas de susceptibilidade magnética *ac* e medidas de magnetometria *dc*, pode ter sua origem em negligenciar a distribuição de eixos fáceis FM e/ou AFM, ou por subestimar a anisotropia uniaxial.

4.1.2 Distinção entre os casos de alto ou baixo valor da razão H_E/H_W

Analizamos outro problema relativo à determinação de J_E . Mostramos que, mesmo quando o modelo DWF descreve corretamente uma bicamada com EB, nenhuma das técnicas convencionais, reversíveis ou irreversíveis, aplicadas à mesma amostra, é capaz de distinguir entre os campos de acoplamento de troca, H_E , e de anisotropia AFM, H_W , se a razão entre eles for suficientemente alta ou baixa.

Quando processos de magnetização irreversíveis estão envolvidos, torna-se necessário considerar uma modificação do DWF, adicionando um termo de anisotropia rodável (*rotatable anisotropy*)^{7,102}, RA. Embora essa anisotropia não tenha sido considerada no modelo original, ela é usada para que seja possível a reprodução de curvas de histerese completas. O acoplamento com os spins não-compensados na interface é sentido pelo FM como uma anisotropia uniaxial adicional que possui um eixo de simetria sempre paralelo ao campo aplicado. Esta aproximação fenomenológica é capaz de explicar qualitativamente tanto o deslocamento das curvas de FMR quanto o aumento da coercividade¹⁰³. Então a equação 4.4 passa a ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 E_{DWF} = & 2\pi(\mathbf{M}_{FM} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 - \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{FM} t_{FM} - K_{FM} t_{FM} \left(\frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{FM}}{M_{FM}} \right)^2 - \sigma_W \frac{\mathbf{M}_{AF} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{AF}}{M_{AF}} \\
 & - J_E \frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} - K_{RA} t_{FM} \left(\frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \hat{\mathbf{h}}}{M_{FM}} \right)^2,
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

onde os primeiros três termos são as energias desmagnetizante do FM, Zeeman, e a anisotropia uniaxial do FM, respectivamente. O quarto termo é a anisotropia da camada AFM, o quinto termo corresponde a energia de troca entre FM e AFM, e o último termo é a anisotropia rodável onde K_{RA} é a constante de anisotropia rodável. Os vetores unitários $\hat{\mathbf{n}}$, $\hat{\mathbf{h}}$, $\hat{\mathbf{u}}_{FM}$ e $\hat{\mathbf{u}}_{AF}$ representam a direção normal a superfície do filme, a direção de aplicação do campo dc , e as direções dos eixos de anisotropia uniaxiais FM e AFM, respectivamente;

O campo efetivo da anisotropia rodável, H_{RA} é definido pela seguinte expressão:

$$H_{RA} = \frac{2K_{RA}}{M_{FM}}. \tag{4.11}$$

Usamos este modelo DWF modificado para simular numericamente curvas de magnetização, susceptibilidade transversa χ_t , campo de ressonância ferromagnética, H_R e magnetoresistência anisotrópica, AMR, para qualquer direção de campo aplicado no plano do filme, ϕ_H .

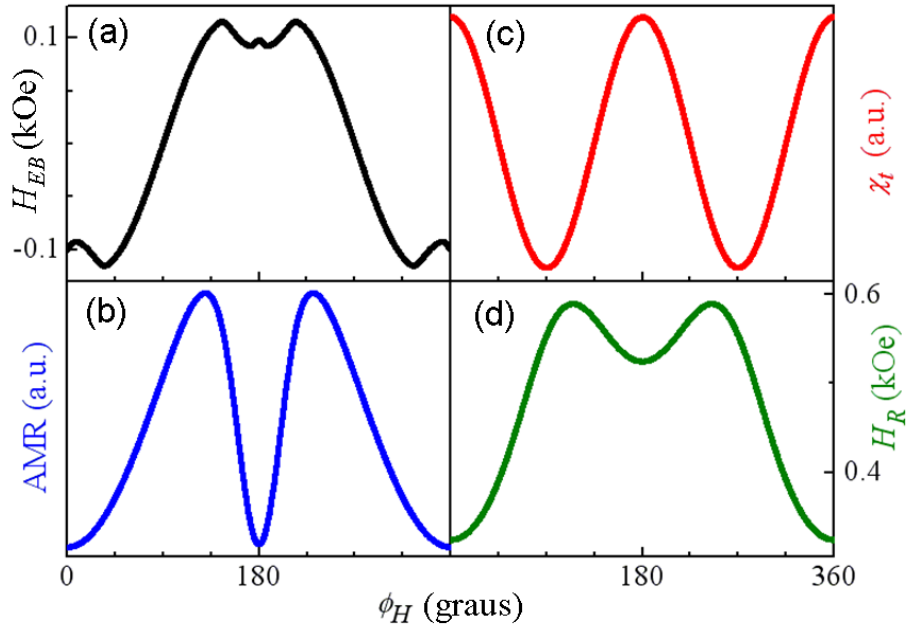


Figura 4.3: Simulações numéricas de H_{EB} , χ_t , AMR, e H_R em função de ϕ_H .

A Figura 4.3(a) mostra as simulações numéricas de H_{EB} retiradas de simulações de curvas de histerese, (b) AMR com corrente aplicada perpendicular ao plano com $H = 100$ Oe, (c) χ_t e (d) H_R em funções de ϕ_H , calculadas usando os seguintes parâmetros: $M_{FM} = 1400$ emu/cm³, $H_U = 80$ Oe, $H_{RA} = 0$ Oe, $H_W = 1500$ Oe, $H_E = 100$ Oe e $\omega/\gamma = 3$ kOe, onde ω é a frequência angular de precessão e γ o fator giromagnético.

Curvas idênticas às indicadas na Figura 4.3 são obtidas quando trocamos os valores $H_W = 100$ Oe e $H_E = 1500$ Oe. Podemos entender esse fato considerando, por exemplo, as expressões do campo efetivo derivadas da χ_t (equação 4.6) com $\phi_H = 0$ para ambos os casos, H_E maior ou menor do que H_W . Se trocarmos H_E por H_W , isto irá retornar ao mesmo caso. Nos limites de razões H_E/H_W muito grandes ou muito pequenas, também recaímos na mesma situação, pois quando a razão H_E/H_W é muito grande, $H_E = H_{EB}$, e quando a razão H_E/H_W é muito pequena, $H_E = H_W$.

A coercividade, para valores pequenos de H_E/H_W , tem a seguinte forma,

$$H_C = H_U + H_{RA} - \frac{H_E^2 H_W}{H_W^2 - H_E^2}, \quad (4.12)$$

e para valores grandes de H_E/H_W ,

$$H_C = H_U + H_{RA} - \frac{H_W^2 H_E}{H_E^2 - H_W^2}. \quad (4.13)$$

Novamente, o mesmo termo para H_C é obtido quando alteramos H_E por H_W . Conseqüentemente, estas técnicas de caracterização, aplicadas a uma bicamada com EB, a uma determinada temperatura, T , não conseguem distinguir entre H_E e H_W se suas razões forem suficientemente grandes ou pequenas. Visto que ambos os campos H_E e H_W variam com a temperatura, verificamos a possibilidade torná-los comparáveis, dentro de uma determinada faixa de temperatura o que nos permitirá decidir qual deles é maior na temperatura inicial da medida. As dependências teóricas de H_E , H_W , e H_E/H_W estão mostradas na Figura 4.4.

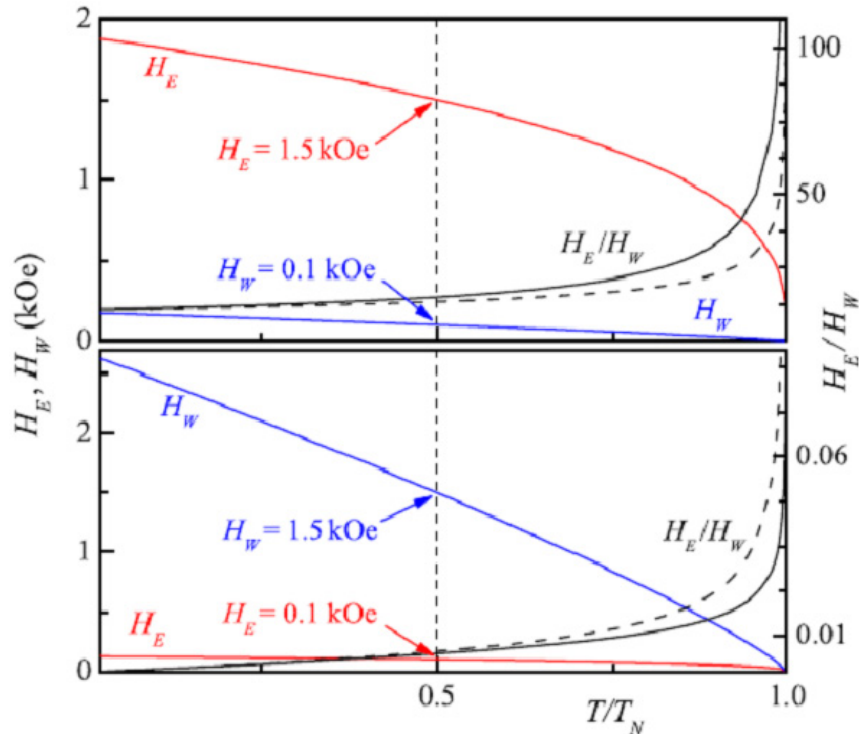


Figura 4.4: Dependência com a temperatura de H_E , H_W e H_E/H_W para $H_E > H_W$ (gráfico superior) e $H_E < H_W$ (gráfico inferior). A linha solida é calculada assumindo $H_W(T) \propto (1 - T/T_N)^{5/6}$ e $H_E(T) \propto (1 - T/T_N)^{1/3}$, e as linhas tracejadas para H_E/H_W são obtidas usando $H_E(T) \propto (1 - T/T_N)^{1/2}$. Numericamente, H_E e H_W são escolhidas de maneira a reproduzir os resultados da figura 4.3 para $T = T_N/2$.

Visto que embora a razão H_E/H_W aumente com a temperatura, H_E e H_W são comparáveis somente quando $H_E < H_W$ para temperaturas T muito próximas de T_N . Infelizmente, isso faz com que a tentativa de distinguir entre altos e baixos valores da razão H_E/H_W pela variação de T seja inviável, uma vez que próximo de T_N , o H_{EB} é muito pequeno levando a uma margem grande de erro na estimativa dos parâmetros de anisotropia.

Estas considerações indicam que se deve modificar de uma forma controlada ou H_E ou H_W e achar uma maneira para encontrar os parâmetros que foram modificados. Para esclarecer este problema foram feitas amostras de prova constituídas de bicamadas FeMn/Co onde a espessura t_{AFM} do FeMn é variada de 3 a 6 nm. Esta serie de amostra foi escolhida devido ao gradual e aumento de H com a espessura a temperatura ambiente, permitindo-nos produzir amostras com diferentes parâmetros de anisotropia. Neste sistema, as curvas de magnetização apresentam formas arredondadas indicando que a interface é parcialmente desordenada, devendo ser levadas em conta nos cálculos.

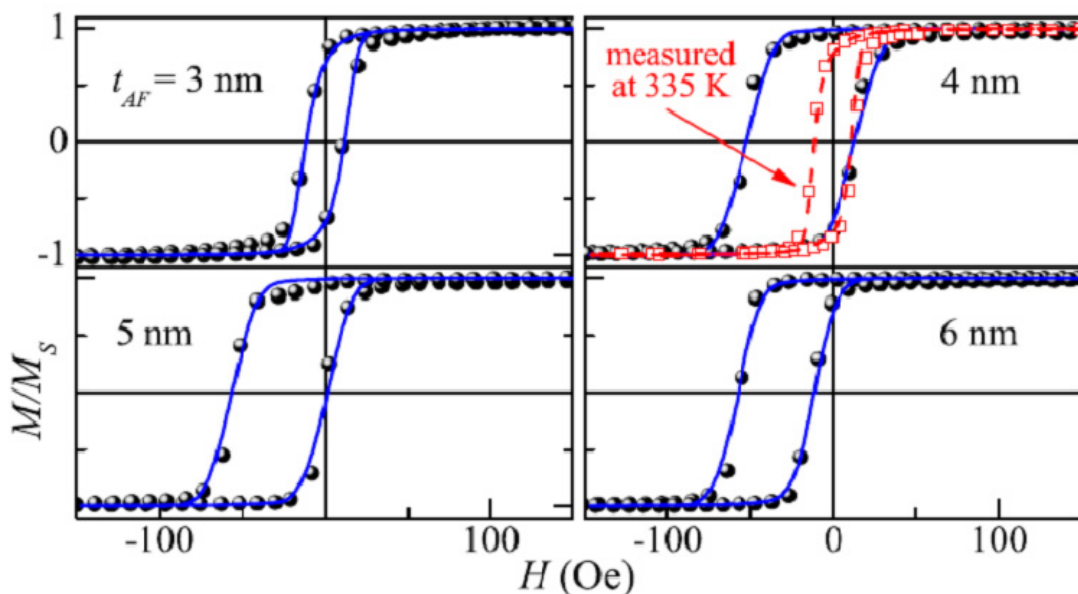


Figura 4.5: Curvas de eixo fácil de magnetização das amostras com $t_{AFM} = 3, 4, 5$ e 6 nm a 298 K, onde as linhas azuis são as curvas simuladas. O símbolo vermelho corresponde a curva de histerese para $t_{AFM} = 4$ nm a 335 K.

A Figura 4.5 mostra as curvas de histerese das amostras com $t_{AFM} = 3, 4, 5$ e 6 nm, com o campo aplicado ao longo da direção dos eixos fáceis a temperatura de 298 K. As linhas são as simulações obtidas usando $H_U = 20$ Oe. Os campos efetivos usados para os cálculos estão na Figura 4.6, considerando distribuição de eixos fáceis FM com 65° de desvio máximo

em relação a direção fácil, assim como vetores $\hat{\mathbf{u}}_{AF}$ distribuídos igualmente com desvio máximo de 25° em relação a $\phi_H = 0$. Nos ajustes numéricos, quando um valor de H_E é retirado da Figura 4.6, então $H_W = 500$ Oe é empregado nos cálculos e vice versa. Os símbolos quadrados em vermelho na Figura 4.5 para $t_{AFM} = 4$ nm correspondem à medida feita a 335 K mostrando $H_C = 11$ Oe e ausência de deslocamento em campo (a curva correspondente foi simulada usando somente $H_U = 20$ Oe e a mesma distribuição de eixos fáceis FM).

A dependência do H_{EB}^{MAG} e H_C com a espessura da camada AFM, assim como os parâmetros usados para ajustar as curvas da Figura 4.5 são dados na Figura 4.6.

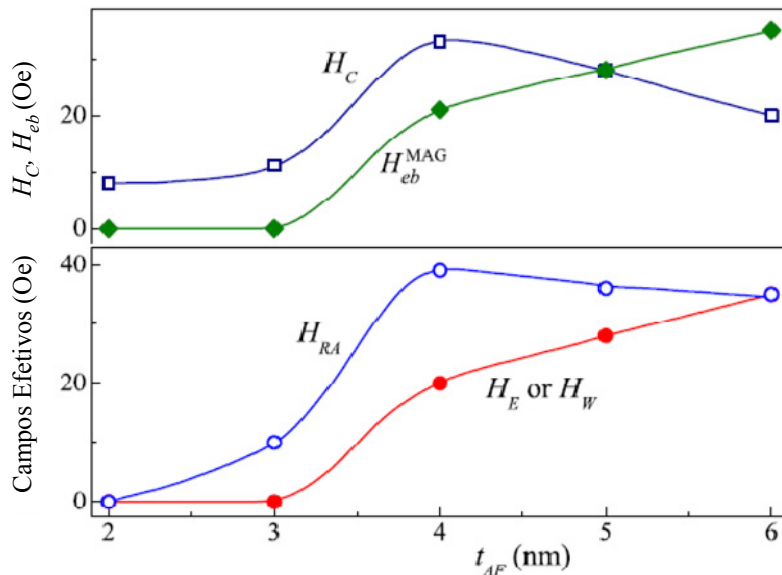


Figura 4.6: Dependências experimentais de H_{EB}^{MAG} e H_C com a espessura da camada AFM (gráfico superior). Parâmetros usados para ajustar as curvas da Figura 4.5 mantendo $H_U = 20$ Oe (gráfico inferior). Os valores de H_{EB}^{MAG} e H_C simulados coincidem com os valores medidos experimentalmente. As linhas nos gráficos são apenas guias aos olhos.

Observamos na Figura 4.6 que a coercividade aumenta inicialmente, atinge seu máximo em t_{AFM} para o qual o deslocamento aparece, diminuindo então gradualmente acompanhado por um aumento do campo de EB. Os valores de H_C e H_{EB}^{MAG} extraídos das curvas ajustadas coincidem com os valores experimentais. O aumento inicial de H_C sem apresentar deslocamento para $t_{AFM} = 3$ nm indica que a ordem AFM já está estabelecida, e que certa fração dos spins frustrados no FeMn gira reversivelmente com a magnetização FM durante as medidas de laços de histerese. O aumento do H_C para t_{AFM} próximo à espessura do

AFM de aparecimento do deslocamento pode alternativamente ser atribuído a imperfeições no AFM, impureza ou defeitos no cristal, transições de grãos irreversíveis³⁹, aprisionamento parcial de paredes de domínio no AFM^{104,105}, frustração magnética na interface¹⁰⁶, ou devido a regiões com diferentes temperaturas de bloqueio^{107,108}, dependendo da espessura do AFM. Mesmo que o FeMn se comporte como AFM em $t_{\text{AFM}} = 3$ nm, ainda não é capaz de acomodar uma parede de domínio planar resultando em um campo de deslocamento zero. A tendência extremamente oposta de $H_C(t_{\text{AFM}})$ e $H_{\text{EB}}^{\text{MAG}}(t_{\text{AFM}})$ para $t_{\text{AFM}} \geq 4$ nm confirma que estas variações são devido a mudanças na interface FM/AFM, isto é, o aumento de $H_{\text{EB}}^{\text{MAG}}$ vem do aumento do número de domínios AFM estáveis as custas dos momentos “arrastados” durante o ciclo de histerese.

Deste modo, mostramos que métodos convencionais de caracterização magnética como curvas de histerese, FMR, AMR, ou técnicas de susceptibilidade *ac* aplicadas à uma mesma amostra, podem não ser capazes de distinguir entre a contribuição de acoplamento de troca e do campo de anisotropia AFM, se suas intensidades forem muito diferentes, mesmo quando o modelo descreve corretamente o sistema. A análise experimental dos dados obtidos na série de bicamadas FeMn/Co, onde t_{AFM} foi variada, salientou que se H_C diminui com t_{AFM} para espessuras maiores que a correspondente ao início da polarização, o parâmetro que muda é o acoplamento AFM/FM.

Após investigarmos estas questões, consideramos ser mais adequado usarmos apenas simulações de FMR nos sistemas base deste trabalho, evitando assim possíveis erros ao obtermos os parâmetros de anisotropia. O modelamento de FMR é menos complexo, utiliza um menor número de parâmetros e a anisotropia rodável é obtida diretamente sem precisar utilizar distribuições de eixos fáceis.

4.1.3 Descrição do modelo usado para simular medidas de FMR

Os ajustes de FMR foram obtidos por um procedimento numérico baseado na minimização de energia^{109,110}, de onde se obtém os ângulos de equilíbrio θ e ϕ da magnetização definidos na Figura 4.7.

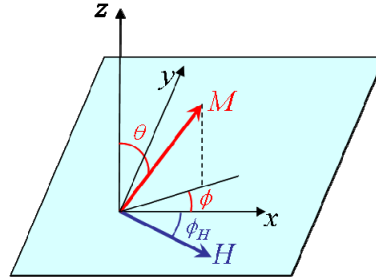


Figura 4.7: Representação dos ângulos θ e ϕ que definem a direção da magnetização no sistema de coordenadas cartesiano.

Utilizamos o modelo DWF^{69,13} para interpretar as medidas experimentais de FMR, o qual como já mencionado assume a formação de uma parede de domínio planar no lado AFM não-compensado na interface AFM/FM, considerando uma camada FM e outra AFM como se fossem dois momentos interagentes via acoplamento bilinear FM. A energia livre por unidade de volume utilizada foi definida anteriormente na equação (4.10).

Além dos campos efetivos já definidos, usamos nesse trabalho mais um campo, o desmagnetizante, H_D , definido pela como

$$H_D = 4\pi M_S. \quad (4.14)$$

Considerando o campo \mathbf{H} e os eixos fáceis localizados no plano do filme, a energia livre do sistema em função dos ângulos da magnetização pode ser expressa como

$$\begin{aligned} \frac{E}{(t_{FM} M_{FM})} = & -H \cos(\phi_H - \phi_{FM}) - \frac{1}{2} H_U \cos^2 \phi_{FM} - H_W \cos \phi_{AFM} \\ & - \frac{1}{2} H_{ra} \cos^2(\phi_H - \phi_{FM}) - H_E \cos(\phi_{FM} - \phi_{AFM}). \end{aligned} \quad (4.15)$$

4.2 Tricamada IrMn/Al₂O₃/Co

4.2.1 Caracterização estrutural: MFA

A técnica de microscopia de força atômica foi utilizada para caracterizarmos a rugosidade superficial dos filmes com a finalidade de minimizar o número de parâmetros estimados nas simulações de refletividade. As medidas foram realizadas usando o microscópio *MultiMode SPM NanoScopeIII* da *Digital Instruments*, operando no modo *Tappingmode*, permitindo a caracterizar a rugosidade e a qualidade superficial de nossas amostras.

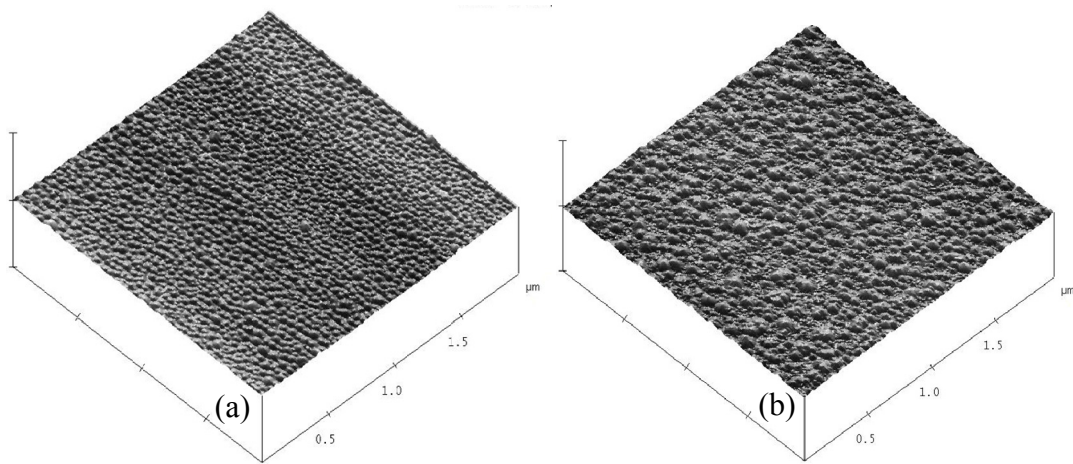


Figura 4.8: Imagens de MFA. (a) bicamada IrMn/Co; (b) IrMn/Al₂O₃/Co.

A Figura 4.8 mostra imagens da superfície dos filmes tratados termicamente com dimensões de $2 \mu\text{m/div} \times 2 \mu\text{m/div}$ e 150 nm/div no eixo Z, numa resolução de $512 \text{ pontos} \times 512 \text{ pontos}$. Na Figura 4.8(a) é apresentada a imagem da bicamada IrMn/Co sem espaçador de alumina, a qual apresenta um valor médio de rugosidade superficial de $\sigma = 1.5 \text{ \AA}$, e em (b) da amostra com espaçador de Al₂O₃ de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5 \text{ nm}$ apresentando $\sigma = 2.5 \text{ \AA}$. Todas as amostras da série com espaçador Al₂O₃ apresentam, em média, rugosidade com a mesma ordem de grandeza, $\sigma \approx 2.5 \text{ \AA}$. Esta diferença na rugosidade superficial entre as amostras com e sem espaçador de Al₂O₃ pode ser entendida devido ao efeito acumulativo da rugosidade¹¹¹ causado pela deposição de mais uma camada de um material diferente.

4.2.2 Caracterização estrutural: Difração de raios-X

Foi empregada a técnica padrão de difração de raios-X (XRD) utilizando radiação K_α do Cu ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$) na configuração θ - 2θ para determinar o tipo de estrutura formada e a textura cristalográfica para todas as amostras; alguns dos difratogramas das amostras com espaçador de alumina estão mostrados na Figura 4.8.

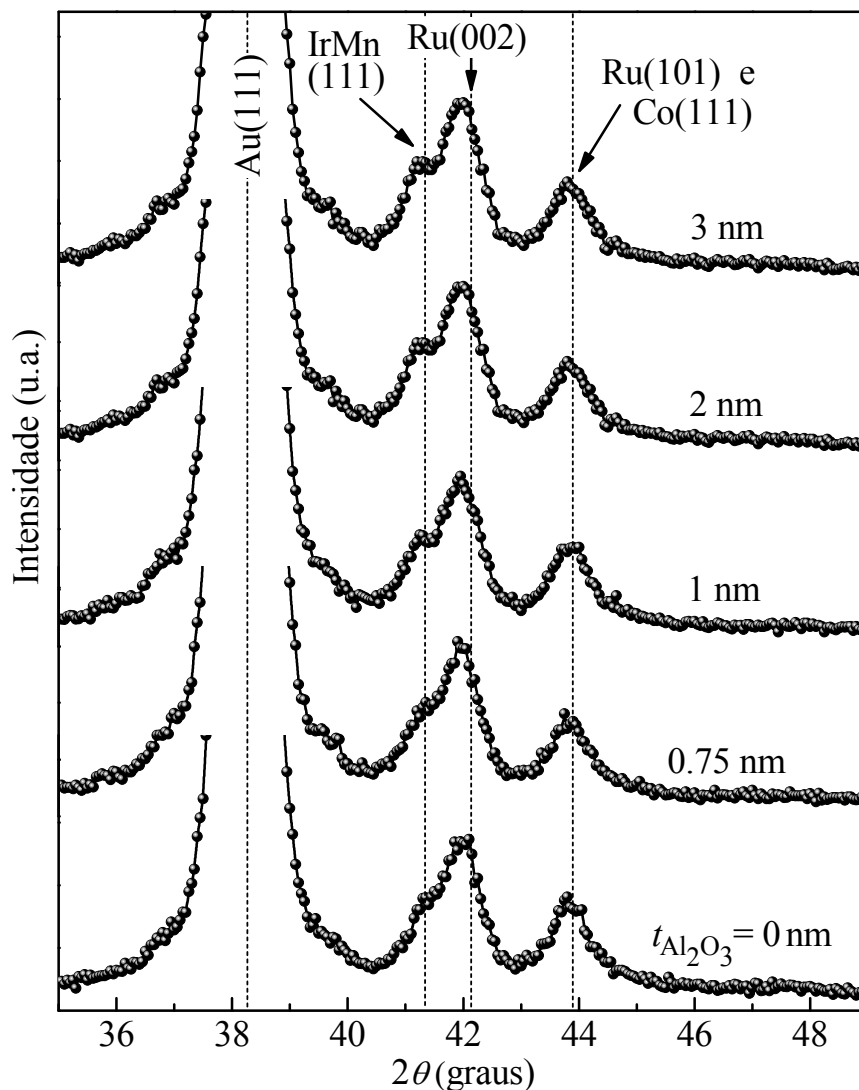


Figura 4.9: Difratogramas de raios-X das amostras $\text{Si}(100) / \text{Ru}_{15} / \text{IrMn}_{15} / (\text{Al}_2\text{O}_3)_x / \text{Co}_7 / \text{Au}_{10}$ com espaçador de alumina $t_{\text{alumina}} = 0, 0.75, 1, 2$ e 3 nm .

Os difratogramas mostram picos posicionados em $2\theta = 38,20^\circ; 41,33^\circ; 42,02^\circ; 43,76^\circ;$ e $44,04^\circ$; onde se identificam os picos: de Au com plano (111) em $2\theta = 38,269^\circ$; do IrMn em $2\theta = 41,364^\circ$ com plano (111); do Ru com plano (002) em $2\theta = 42,153^\circ$; e em $2\theta = 44,007^\circ$ no

plano (101); o pico característico do Co no plano (111) em $2\theta = 43,907^\circ$. A influência da alumina no padrão de difração experimental não é evidente.

Os valores dos ângulos que satisfazem a condição de difração foram retirados da base de dados ICDD (*International Centre for Diffraction Data*).

4.2.3 Caracterização estrutural: Refletividade

A técnica de refletividade (XRR) na configuração θ - 2θ , utilizando radiação $K\alpha$ do Cu ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$) foi empregada para determinar as espessuras e a rugosidade das camadas depositadas, sendo obtidas através de ajustes das respectivas curvas de refletividade. Os ajustes de XRR foram efetuados utilizando o programa WINGIXA da Phillips. Infelizmente, esta técnica não pode distinguir entre rugosidade e interdifusão na interface^{112,113}. Então, a partir dessa técnica não se pode estabelecer qual é o papel da rugosidade e/ou de interdifusão na variação da intensidade do acoplamento com a espessura da camada espaçadora.

A utilização do programa WINGIXA nos mostrou que há várias possibilidades de ajuste dependendo dos dados iniciais de rugosidade inseridos. Para tornar nossos ajustes mais confiáveis, utilizamos os valores de espessura e rugosidade (2.5 \AA) da camada de SiO_2 sobre o substrato de Si, fornecido pelo fabricante, e da rugosidade superficial (σ) da camada protetora, obtida através de Microscopia de Força Atômica (MFA); usamos esses valores como ponto de partida para obtemos os melhores ajustes.

Na Figura 4.9 encontram-se os dados de refletividade e as respectivas simulações para todas as amostras da série com espaçadores de Al_2O_3 , incluindo o espectro da bicamada IrMn/Co. Como pode ser observado, há uma boa concordância entre ajustes e dados experimentais, sendo os valores obtidos a partir dos ajustes muito próximos aos valores nominais, com um erro de $\pm 0.2 \text{ nm}$. Os parâmetros utilizados são mostrados na Tabela 3.

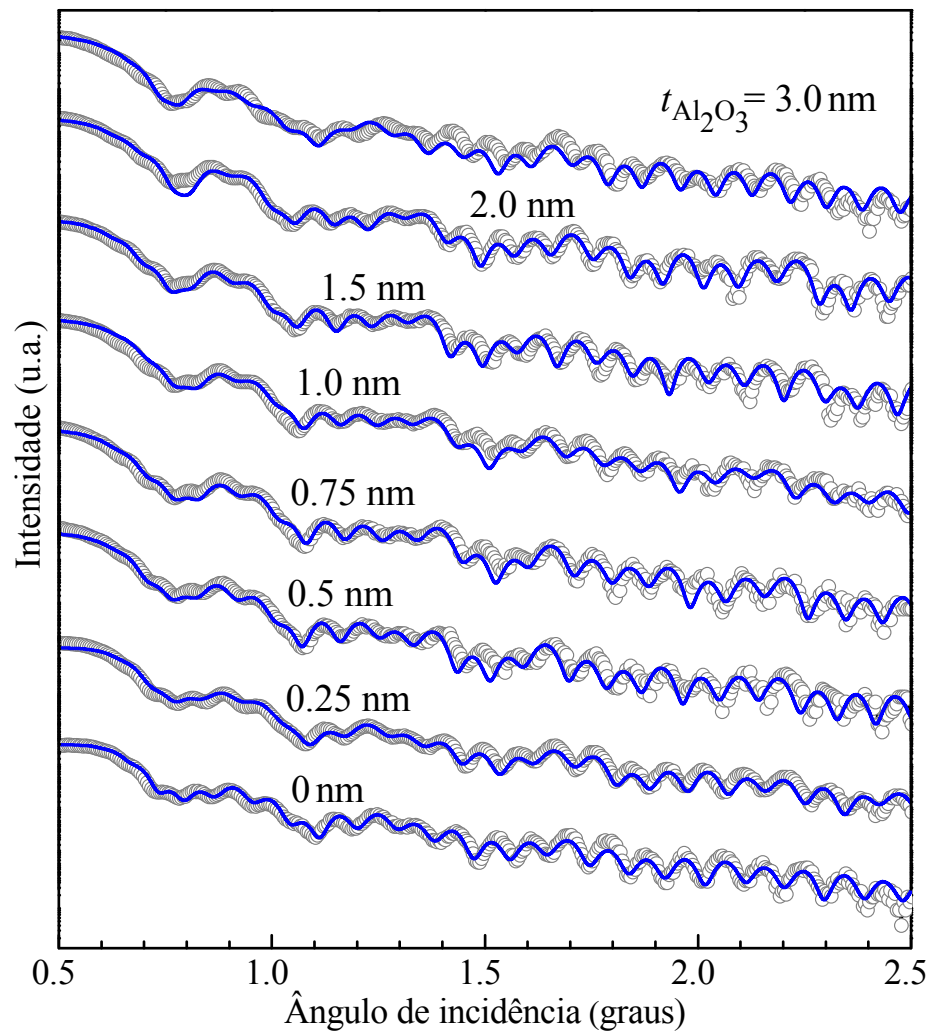


Figura 4.10: Espectros de XRR dos filmes Ru/Al₂O₃(t_{Alumina})/Co/Au tratados termicamente. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas correspondem às simulações via o programa WINGIXA.

Tabela 3: Espessura e rugosidade (σ), usadas na simulação de RXX usando o programa WINGIXA da Philips.

Composição nominal: Si(100)/SiO ₂ (2.5 nm)/Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Al ₂ O ₃ (x)/Co(7 nm)/Au(10nm)																
Al ₂ O ₃	-		0.25 nm		0.5 nm		0.75 nm		1 nm		1.5 nm		2 nm		3 nm	
	Esp.	σ	Esp.	σ	Esp.	σ	Esp.	σ	Esp.	σ	Esp.	σ	Esp.	σ	Esp.	σ
SiO ₂	2.26	0.18	2.26	0.31	2.40	0.39	2.28	0.20	2.39	0.38	2.40	0.24	2.12	0.16	2.22	0.10
Ru	15.14	0.19	15.07	0.10	15.49	0.13	15.39	0.11	15.56	0.16	15.63	0.13	15.36	0.19	14.43	0.11
IrMn	14.10	0.54	15.58	0.51	14.64	0.44	14.38	0.59	14.55	0.77	14.01	0.59	14.31	0.47	15.37	0.61
Al ₂ O ₃	-	-	0.26	0.46	0.49	0.14	0.78	0.53	1.07	0.57	1.61	0.72	2.76	0.42	3.01	0.43
Co	7.14	0.72	6.18	0.61	6.7	0.67	6.72	0.64	6.67	0.61	6.86	0.66	6.24	0.54	6.66	0.82
Au	9.97	0.23	9.97	0.24	9.909	0.39	9.61	0.37	9.83	0.35	9.83	0.32	9.80	0.33	9.92	0.24

4.2.4 Caracterização estrutural: TEM e HRTEM

Microscopia eletrônica de transmissão e microscopia eletrônica de alta resolução (abreviatura do inglês, TEM e HRTEM) foram utilizadas com o objetivo de aprofundarmos a análise da morfologia das interfaces IrMn/Al₂O₃ e Al₂O₃/Co. As amostras foram preparadas por secção transversal (*cross-section*) e as imagens obtidas num Microscópio modelo JEM2100 operando a 200 kV. Todas as análises de TEM foram realizadas em *campo claro*, utilizando contraste de fase para obtenção de imagens em alta resolução. As imagens foram centralizadas usando o programa *ImageJ*.

A Figura 4.11 mostra uma imagem de seção transversal de alta resolução da bicamada IrMn(15 nm)/Co(7 nm) tratada termicamente. Podem ser distinguidos muito bem diferentes planos atômicos nas camadas de IrMn e Co, indicando uma textura muito boa e o um crescimento quase bem organizado das camadas de IrMn e Co.

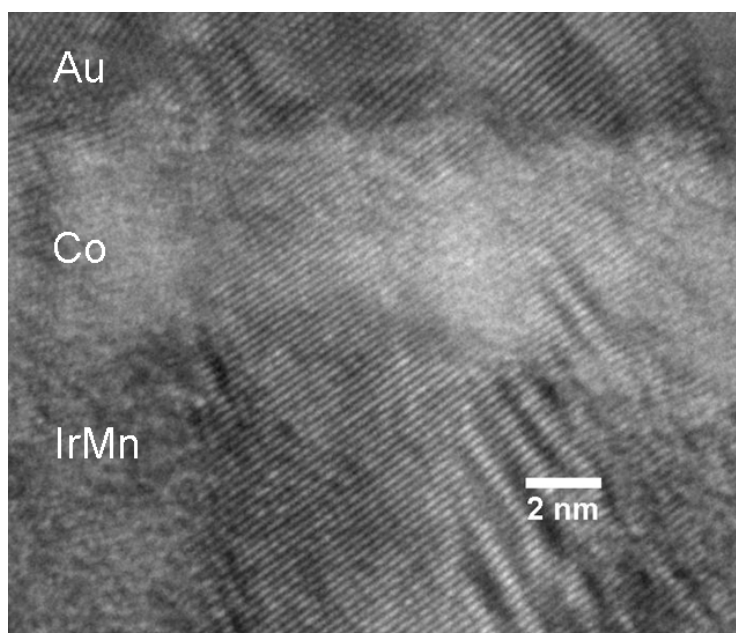


Figura 4.11: Imagem HRTEM da bicamada com composição nominal de IrMn(15 nm)/Co(7 nm).

As figuras a seguir mostram imagens TEM de seção transversal das amostras tratadas termicamente de Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Al₂O₃(0.5 nm)/Co(7 nm)/Au(10 nm) e Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Al₂O₃(1 nm)/Co(7 nm)/Au(10 nm), respectivamente. Podemos distinguir as diferentes camadas confirmando as espessuras nominais através do programa *DigitalMicrograph*, programa operacional do JEM2100. Na Figura 4.12, a camada com

$t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5 \text{ nm}$ encontra-se parcialmente completa, apresentando, em alguns poucos pontos, *pinholes* (buracos); já na Figura 4.13, a camada com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1 \text{ nm}$ está totalmente completa.

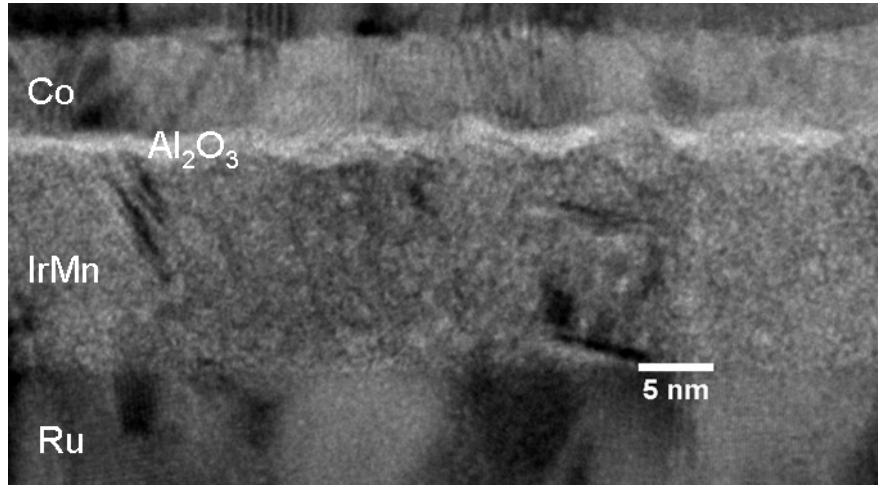


Figura 4.12: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal IrMn(15 nm)/Al₂O₃(0.5 nm)/Co(7 nm).

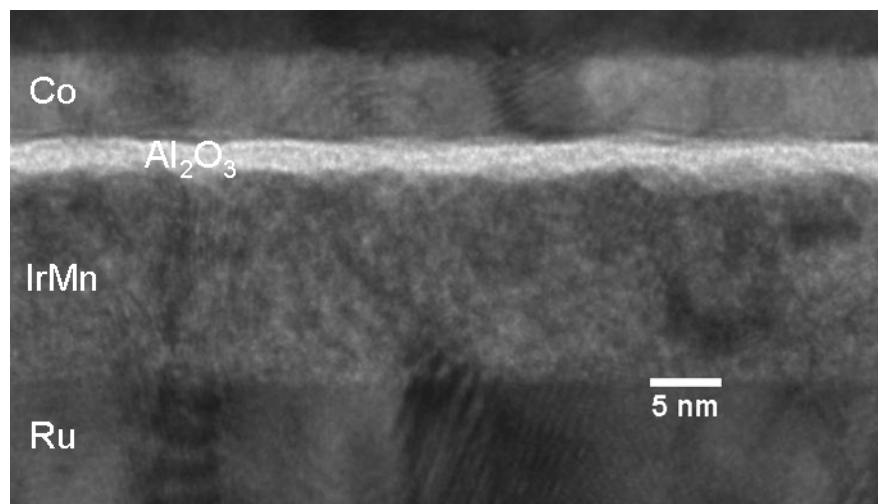


Figura 4.13: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal IrMn(15 nm)/Al₂O₃(1 nm)/Co(7 nm).

A imagem de alta resolução das tricamada IrMn(15 nm)/ $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ /Co(7 nm) encontra-se na Figura 4.14 para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5 \text{ nm}$, onde podemos notar a rugosidade das interfaces IrMn/Al₂O₃ e Al₂O₃/Co. Na Figura 4.15, para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1 \text{ nm}$, visualizamos uma melhora na interface Al₂O₃/Co com o aumento de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$. Ao compararmos estas imagens com a da bicamada

IrMn/Co, observamos que a inserção do espaçador de alumina faz com que a camada de cobalto cresça com outra orientação, de planos diferentes aos da camada de IrMn.

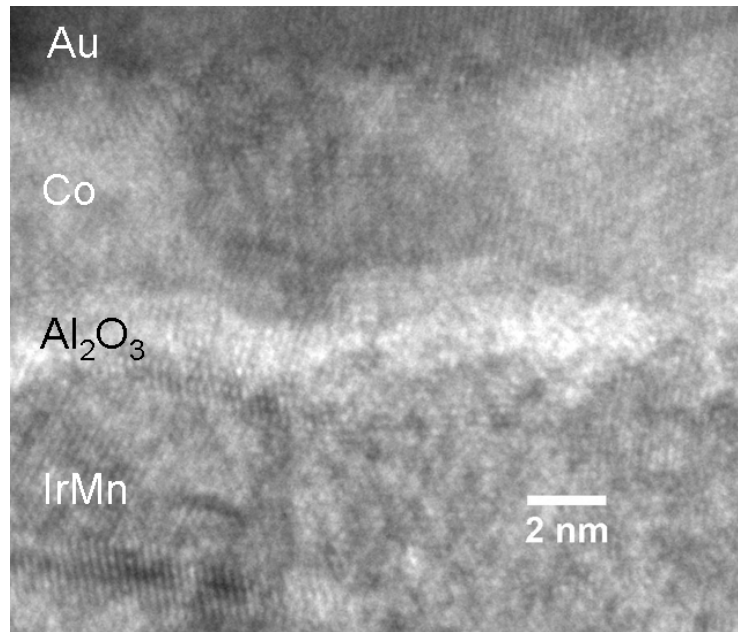


Figura 4.14: Imagem HRTEM da tricamada com composição nominal IrMn(15 nm)/Al₂O₃(0.5 nm)/Co(7 nm).

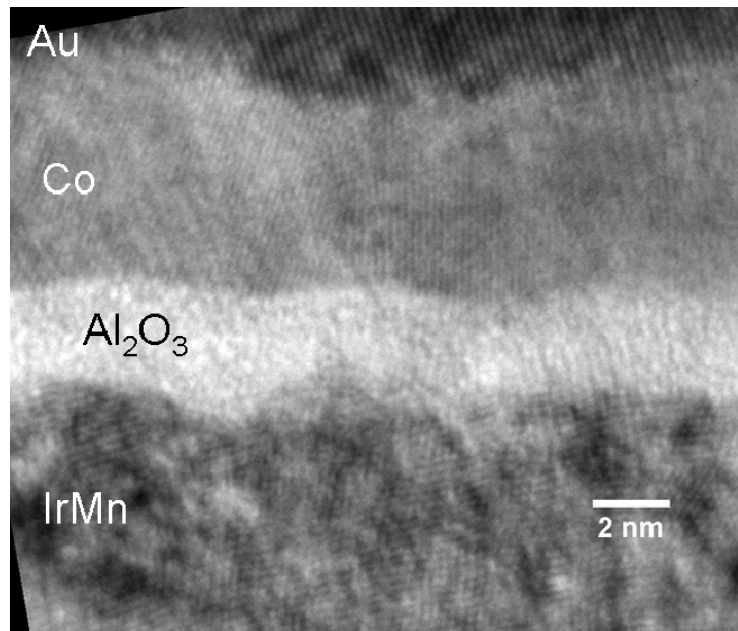


Figura 4.15: Imagem HRTEM da tricamada com composição nominal IrMn(15 nm)/Al₂O₃(1 nm)/Co(7 nm).

Foram obtidas também imagens de transmissão nas amostras de nosso trabalho anterior com espaçador de cobre, com o objetivo de comparar a continuidade da camada espaçadora. A Figura 4.16 mostra a imagem de TEM da amostra crescida sob substrato de

Si(100) de Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Cu(0.5 nm)/Co(5 nm)/Ru(3 nm), tratada termicamente. A camada de cobre, com espessura de 0.5 nm, é visivelmente descontínua se comparada àquela com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5$ nm. Esta observação pode ser confirmada pela imagem HRTEM apresentada na Figura 4.17, na qual não é possível discriminar as camadas individuais de Co e Cu; apesar de serem imiscíveis, estes elementos apresentam números atômicos muito próximos, não possibilitando diferenciá-los pelo contraste.

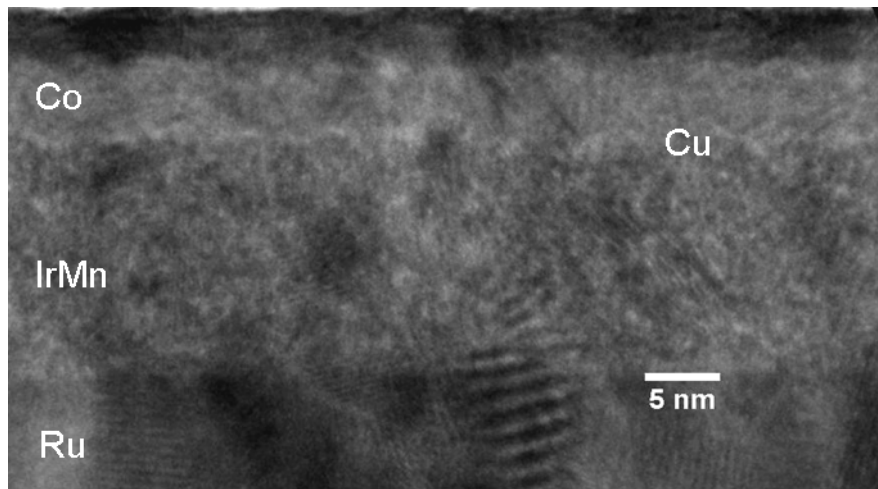


Figura 4.16: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal IrMn (15 nm)/Cu(0.5 nm)/Co(5 nm).

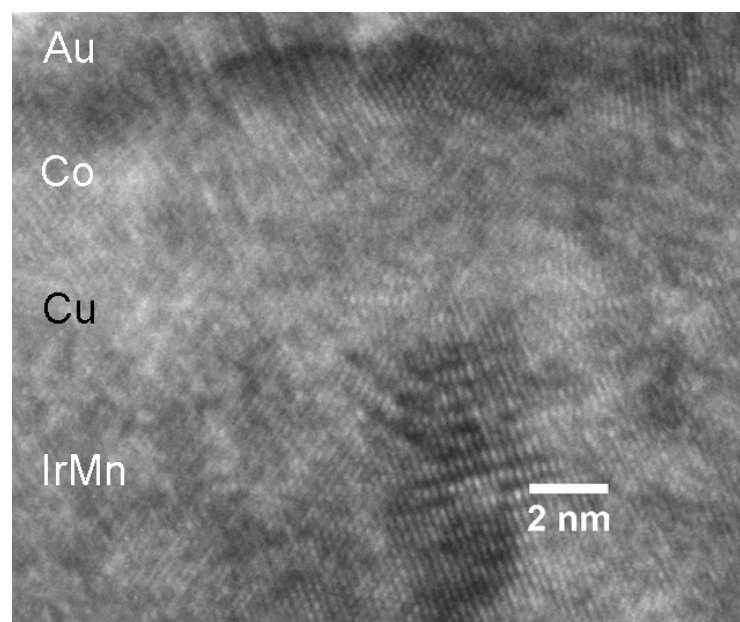


Figura 4.17: Imagem de HRTEM da tricamada com composição nominal IrMn(15 nm)/Cu(0.5 nm)/Co(5 nm).

4.2.5 Caracterização magnética: MAG

As medidas de magnetização foram feitas via AGFM, descrito anteriormente na Seção 2.2, a temperatura ambiente, com o campo magnético máximo de 800 Oe, aplicado no plano do filme para as amostras como-feitas, e de 600 Oe, para as amostras tratadas termicamente. As amostras foram cortadas aproximadamente no tamanho de $0.3 \text{ cm} \times 0.3 \text{ cm}$ e as medidas foram realizadas variando a direção do campo aplicado ϕ_H com passo de 10° ; o eixo fácil foi definido como estando a 90° do eixo duro, onde $H_{EB} = 0$. Do mesmo modo, foram feitas medidas de magnetização na direção perpendicular ao plano do filme com campo máximo de 4 kOe (o limite do equipamento); nestas medidas, as curvas de magnetização não saturaram, apresentando também remanência nula.

Antes de começar a série de medidas de 0° a 360° , foram realizadas 10 medidas de curvas de magnetização consecutivas para cada amostra com o objetivo de verificar se há efeitos de treinamento. Estes efeitos, freqüentemente observados em sistemas que apresentam EB, se manifestam por H_{EB} dependente do número de medidas realizadas, decrescendo à medida que este número aumenta, podendo estabilizar após certo número de medidas. As primeiras dez curvas medidas se sobrepuseram para todas as amostras, sendo quase indistinguíveis, demonstrando que o sistema IrMn/Co estudado neste trabalho não apresenta efeitos de treinamento. A Figura 4.18 apresenta as primeiras dez curvas consecutivas da amostra $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.25 \text{ nm}$ tratada termicamente.

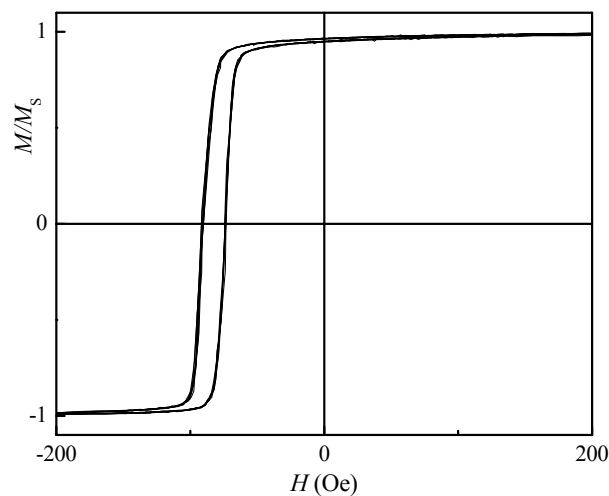


Figura 4.18: Dez curvas de magnetização consecutivas da amostra com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.25 \text{ nm}$, evidenciando a inexistência de efeitos de treinamento.

4.2.5.1 MAG: Como-feitas

A Figura 4.19 mostra as curvas de magnetização das amostras como-feitas para diferentes espessuras de alumina ($t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2$ e 3 nm) para dois ângulos diferentes de aplicação de campo, $\phi_H = 0^\circ$ (eixo fácil) e 90° (eixo duro).

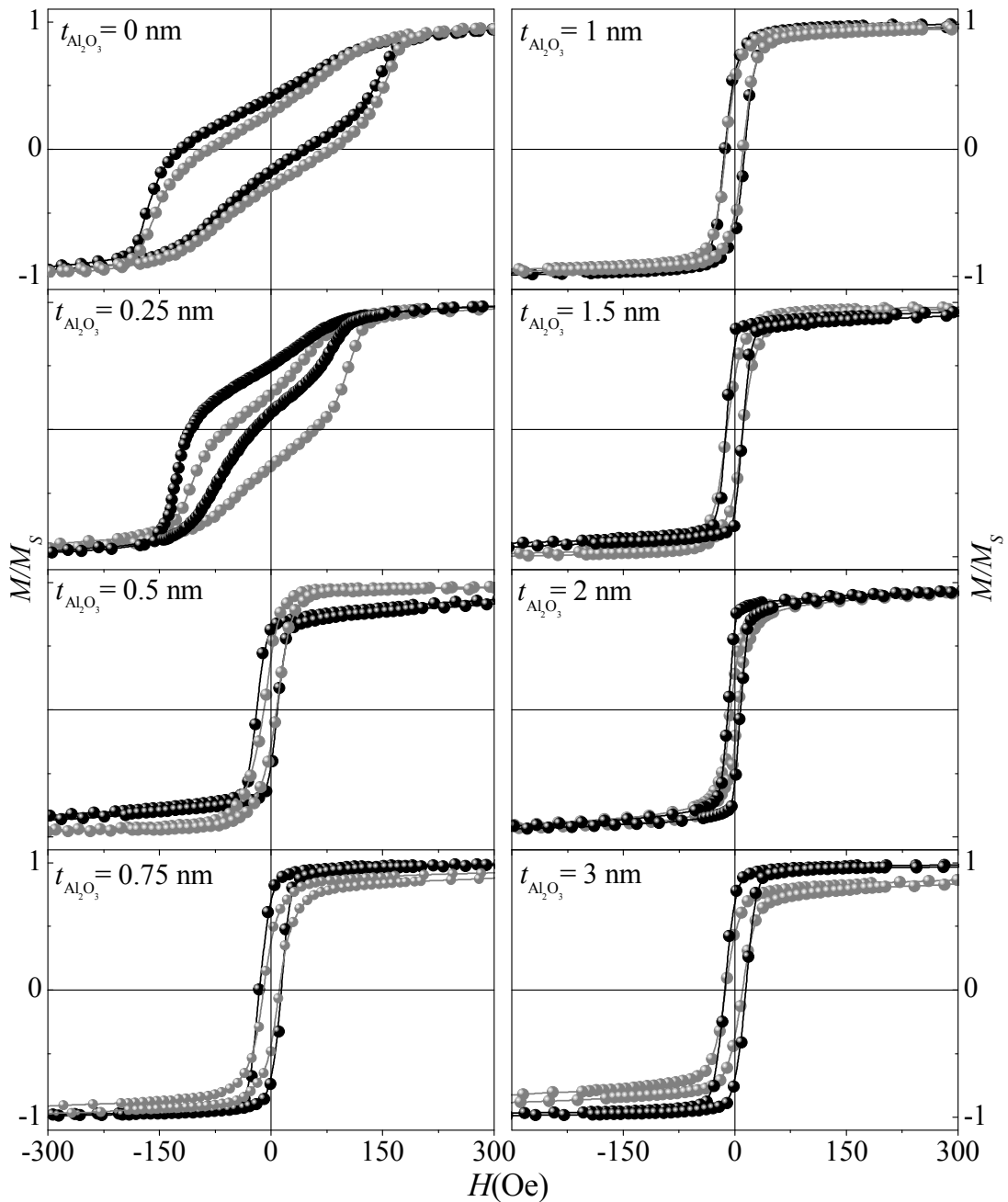


Figura 4.19: Curvas de magnetização das amostras como-feitas no plano do filme com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2$ e 3 nm, para o campo magnético aplicado nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). As linhas são guias aos olhos e a escala é a mesma em todos os gráficos.

A forma das curvas com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0$ e 0.25 nm é característica de um sistema que contém dois tipos de domínios localmente orientados em direções opostas como resultado de uma impressão dos padrões, não necessariamente iguais, de domínios interfaciais AFM na camada FM durante sua deposição¹¹⁴.

As curvas de magnetização das amostras como-feitas apresentam um pequeno deslocamento em campo para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \leq 0.5$ nm; a partir desse valor, não se observa mais EB. Isto se deve ao processo de deposição, pois as amostras estão submetidas ao campo do *magnetron* H_m que, mesmo fraco, pode ser suficiente para induzir certa orientação preferencial dos momentos magnéticos dos filmes. As curvas de magnetização das amostras como-feitas com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0$ e 0.25 nm apresentam forma similar: alta coercividade e baixo valor de EB ($H_C = 86$ Oe e $H_{EB} = 69$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0$ nm, e $H_C = 38$ Oe e $H_{EB} = 42$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.25$ nm).

4.2.5.2 MAG: Tratada

Na Figura 4.20 estão mostradas as curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente ($T = 210 \pm 2^\circ\text{C}$ por 15 min, $H = 2.4$ kOe aplicado no plano do filme) para diferentes espessuras de alumina ($t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25, 0.5$ e 0.75 nm) a dois ângulos diferentes de aplicação de campo ($\phi_H = 0^\circ$ e 90°) e o campo de EB em função de ϕ_H . Os valores de H_{EB} foram extraídos das curvas de histerese para cada valor de ϕ_H .

À medida que se aumenta o espaçador de alumina, tanto para as amostras como-feitas quanto as tratadas termicamente, o campo de EB diminui, tornando-se praticamente zero para amostras com espessuras a partir de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.75$ nm. Além dessa espessura, não se observa mais EB.

Na Figura 4.21 são mostradas as curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente para diferentes espessuras de alumina ($t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1, 1.5, 2$ e 3 nm) para dois ângulos diferentes de aplicação de campo, $\phi_H = 0^\circ$ e 90° ; para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \geq 0.75$ nm, praticamente não se observa mais EB.

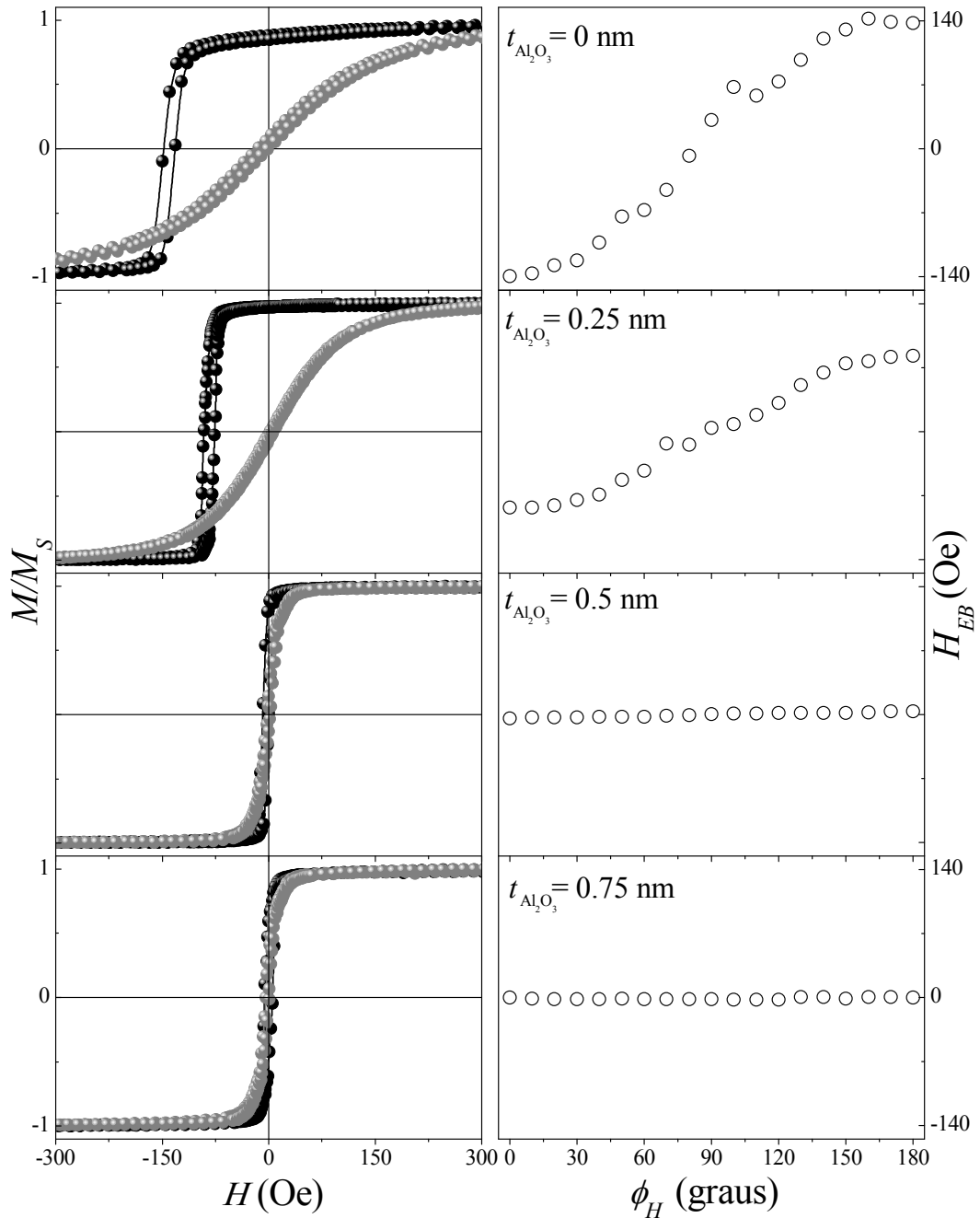


Figura 4.20: Esquerda: curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente no plano do filme com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ nm, para campo aplicado nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita (círculos vazados) para cada amostra. As linhas são guias aos olhos e a escala em todos os gráficos é a mesma.

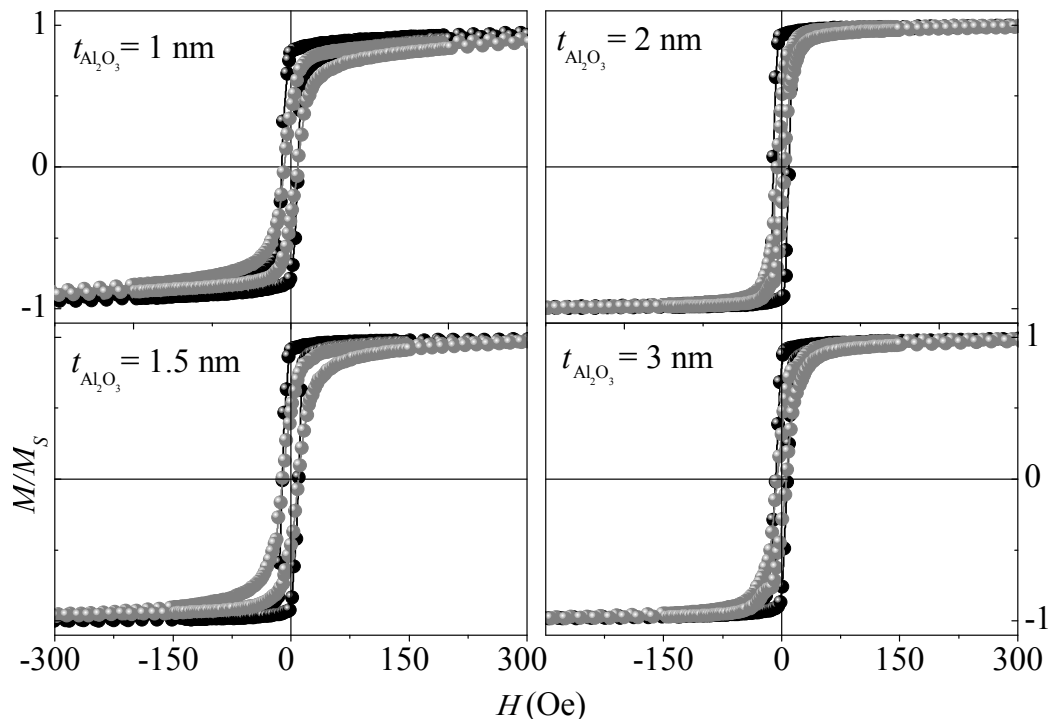


Figura 4.21: Curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente no plano do filme com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1, 1.5, 2$ e 3 nm para o campo aplicado nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). As linhas são guias aos olhos e a escala em todos os gráficos é a mesma.

4.2.6 Caracterização magnética: FMR

As medidas de ressonância ferromagnéticas foram obtidas com um espectrômetro Bruker EPS-300 com frequência excitação $\omega = 9.79$ GHz. As amostras foram montadas em um suporte de quartzo com um goniômetro externo que permite medir o campo de ressonância H_{res} em função do ϕ_H . Todas as medidas foram realizadas a temperatura ambiente. As dimensões das amostras foram as mesmas das medidas de AGFM, ou seja, aproximadamente $0.3 \text{ cm} \times 0.3 \text{ cm}$. Em todas as medidas, o campo magnético foi aplicado no plano do filme. Utilizamos o programa WINEPR do próprio fabricante do equipamento Bruker para aquisição e tratamentos dos dados.

4.2.6.1 FMR: Amostras como-feitas

A Figura 4.22 a seguir expõe o H_{res} em função de ϕ_H para as amostras como-feitas com $t_{Al_2O_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2$ e 3 nm, onde podemos observar a evolução do campo de ressonância ferromagnética com o aumento da espessura de alumina. Note que, para espessuras de alumina menores que 0.5 nm, a amplitude não se altera.

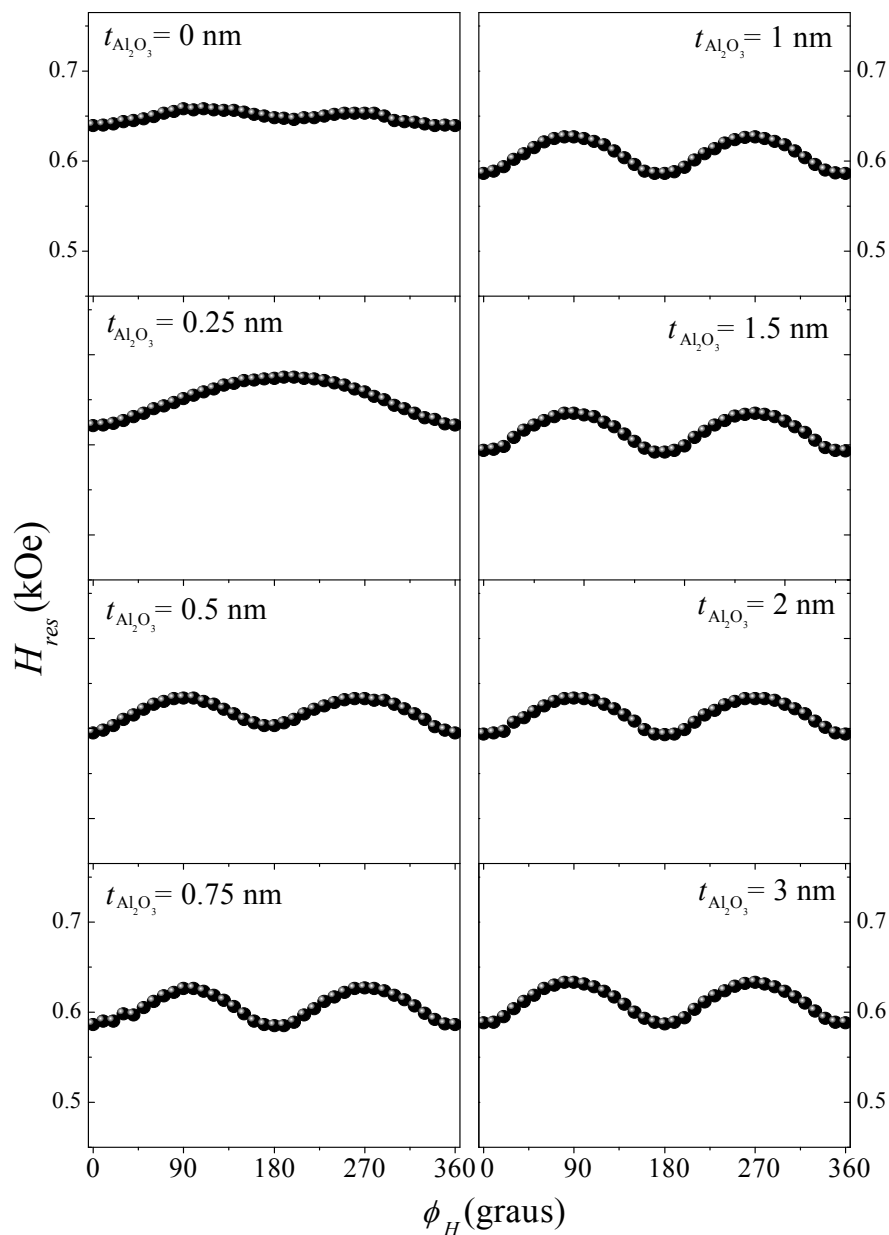


Figura 4.22: Campo de ressonância ferromagnética em função de ϕ_H para $t_{Al_2O_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 2,$ e 3 nm das amostras como-feitas. A escala em todos os gráficos é a mesma.

As variações angulares de 0° a 180° de H_{EB}^{FMR} para $t_{Al_2O_3} = 0, 0.25, 0.5$ e 0.75 nm das amostras como-feitas estão apresentadas na Figura 4.23. Os valores de H_{EB}^{FMR} são extraídos dos espectros de ressonância como definimos na Equação 2.7 da Seção 2.3. Podemos observar que, a medida que se aumenta o espaçador de alumina, o campo de EB diminui.

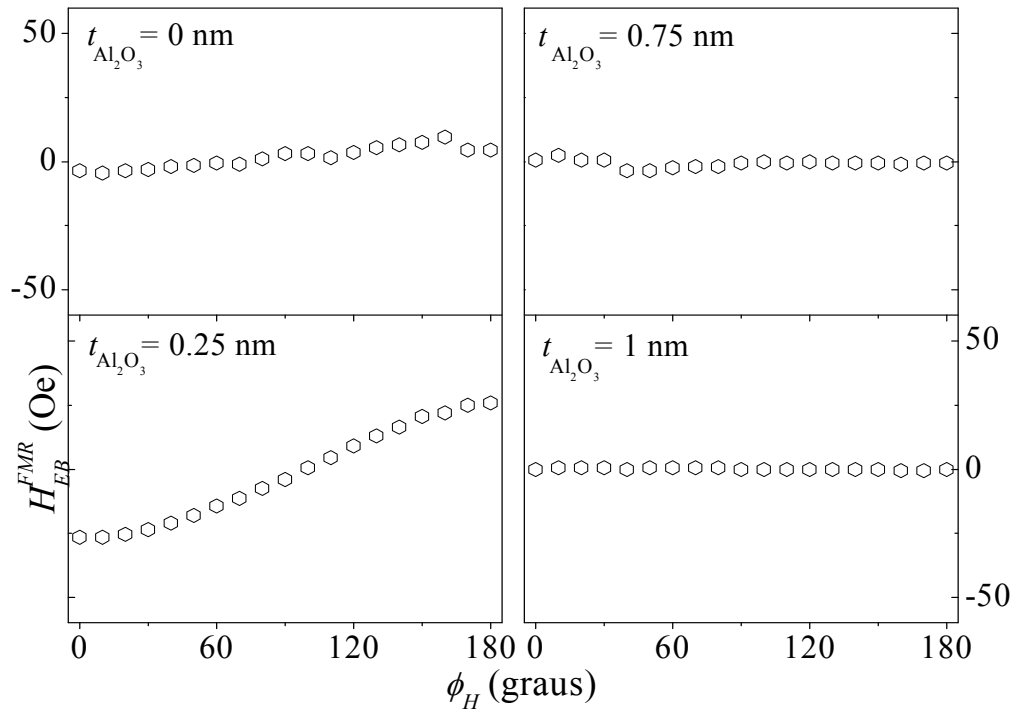


Figura 4.23: Variação angular do H_{EB}^{FMR} para $t_{Al_2O_3} = 0, 0.25, 0.75$ e 1 nm das amostras como-feitas. A escala em todos os gráficos é a mesma.

4.2.6.2 FMR: Amostras tratadas

A Figura 4.24 mostra o H_{res} em função de ϕ_H para as amostras tratadas termicamente com $t_{Al_2O_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2$ e 3 nm. Pode ser observada a diminuição deste campo com o aumento da espessura de alumina até 0.5 nm, se mostrando praticamente inalterado para $t_{Al_2O_3} \geq 0.5$ nm.

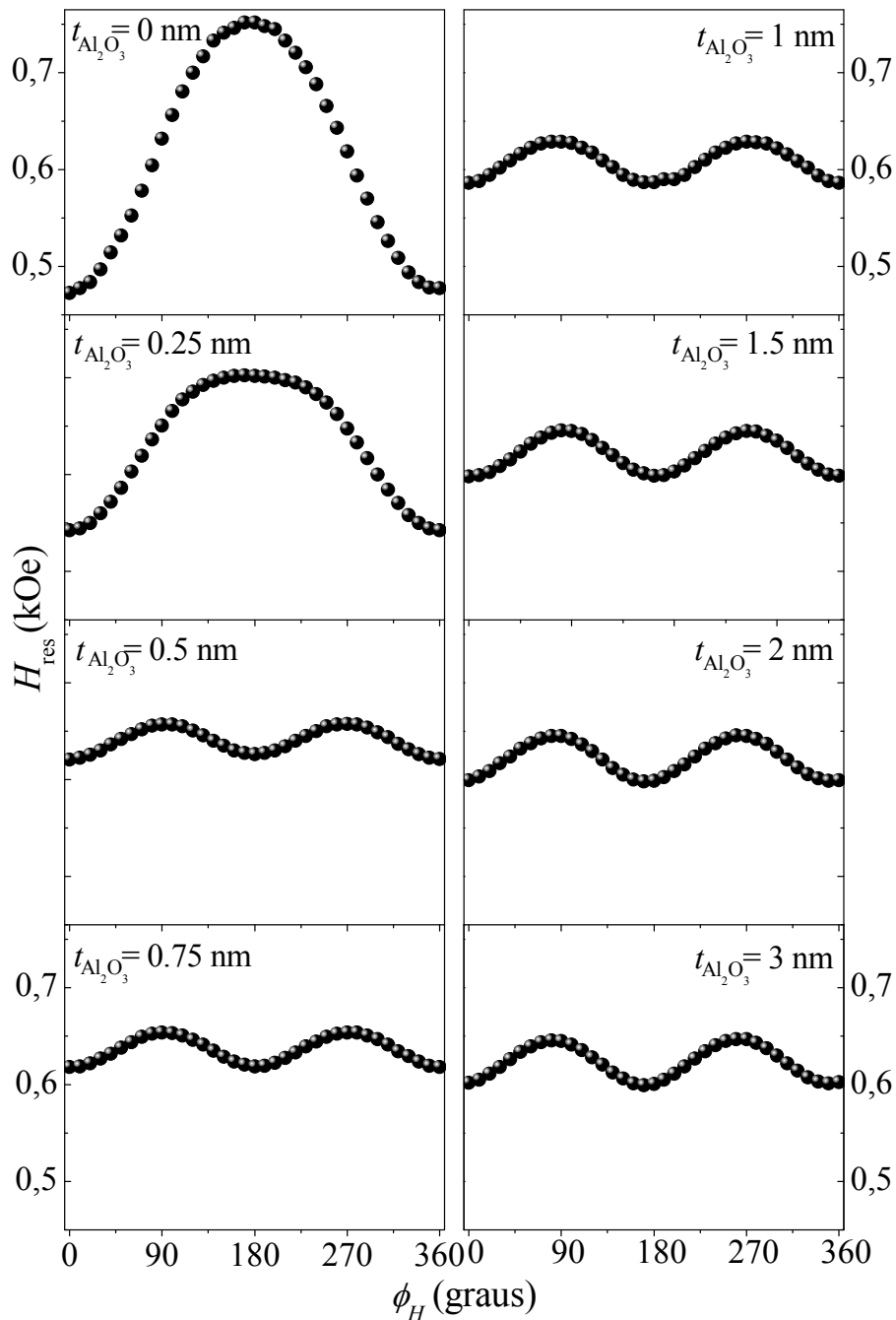


Figura 4.24: Campo de ressonância ferromagnética em função de ϕ_H para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 2,$ e 3 nm das amostras tratadas termicamente. A escala em todos os gráficos é a mesma.

A Figura 4.25 expõe a variação angular de 0 a 180 graus de H_{EB}^{FMR} para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ nm das amostras tratadas termicamente, valores estes extraídos dos espectros de ressonância como definido na Equação 2.7. Observa-se que, à medida que se aumenta o espaçador de alumina, o campo de EB diminui, tornando-se praticamente zero a partir de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5$ nm, como também foi observado nas medidas de H_{EB}^{MAG} .

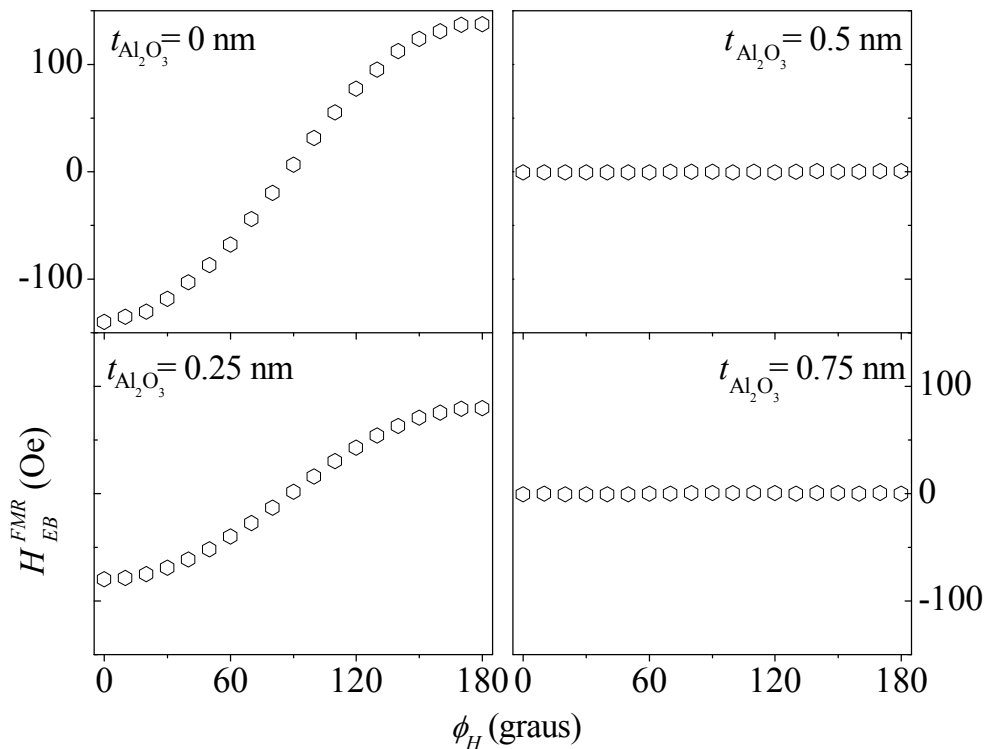


Figura 4.25: Variação angular do H_{EB}^{FMR} para $t_{Al_2O_3} = 0, 0.25, 0.5$ e 0.75 nm das amostras tratadas termicamente. A escala em todos os gráficos é a mesma.

4.2.6.3 Ajuste das curvas de FMR

Os ajustes de FMR foram feitos utilizando um programa que calcula as curvas de variação do campo de FMR em função do ângulo entre o campo externo e o eixo de EB. Os parâmetros utilizados nas simulações são H_U , H_W , H_E , H_{RA} , M_S e ω/γ (definidos na Seção 4.1), sendo fixos os valores de $H_W = 510$ Oe, da magnetização de saturação do cobalto $M_S = 1400$ emu/cm³ e a razão $\omega/\gamma = 3.497$ kOe, utilizado em todas os ajustes. Os parâmetros que melhor reproduzem as curvas experimentais encontram-se na Tabela 4.

Os símbolos pretos na Figura 4.26 representam os dados experimentais da variação $H_{res}(\phi_H)$ para as amostras tratadas termicamente com $t_{Al_2O_3} \leq 0.75$ nm e as linhas em azul correspondem aos melhores ajustes. As amostras com espessuras maiores da camada de alumina apresentam uma dependência praticamente idêntica àquela para $t_{Al_2O_3} = 0.75$ nm.

Há uma boa concordância entre o ajuste e o experimento, sendo que a diferença significativa entre a forma das curvas $H_{res}(\phi_H)$ para $t_{Al_2O_3} = 0$ e 0.25 nm em relação as outras

com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \geq 0.5$ nm, indica que quando $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ aumenta, a intensidade do acoplamento diminui e as curvas $H_{\text{res}}(\phi_H)$ tornam-se típicas aos casos em que $H_U < H_E \ll H_W$ ¹¹.

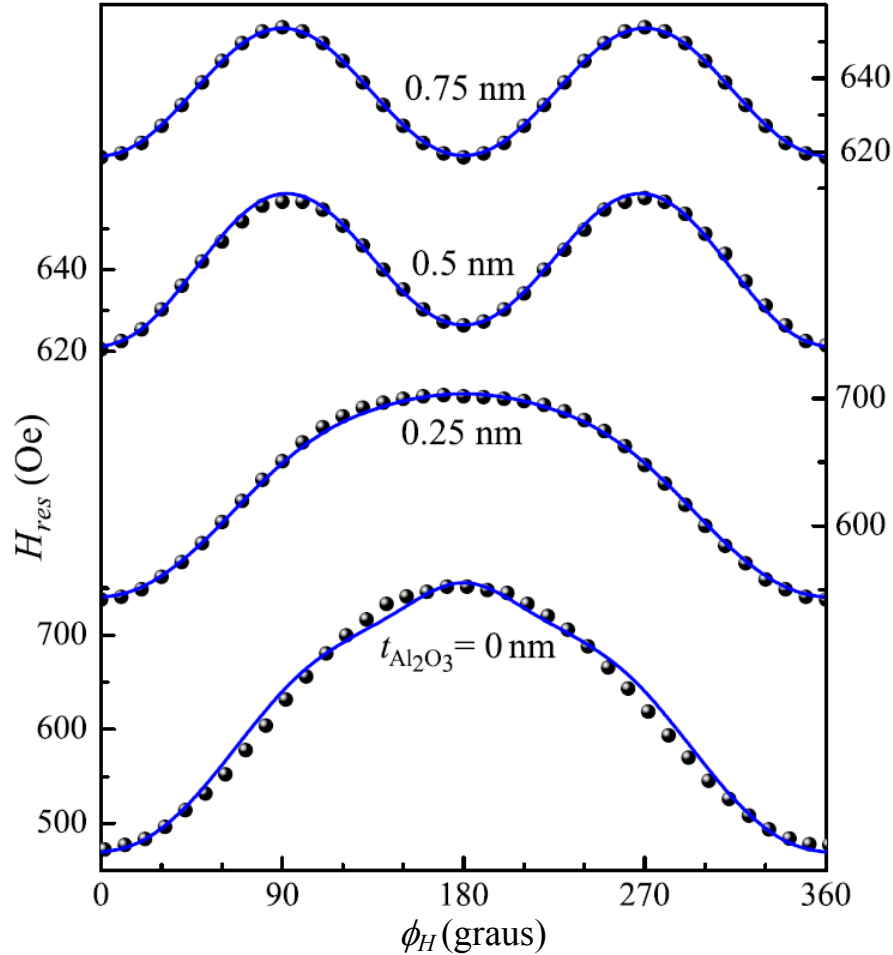


Figura 4.26: Variação angular do campo de ressonância das amostras de IrMn/Al₂O₃/Co com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \leq 0.75$ nm tratadas termicamente; as linhas são os ajustes e a barra de erro nas medidas de H_{res} é menor que o tamanho do símbolo.

Tabela 4: Parâmetros utilizados para o ajuste das curvas de FMR.

$t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ (nm)	J (erg/cm ²)	H_U (Oe)	H_{RA} (Oe)
0	0.131±0.001	54±1	40±1
0.25	0.076±0.001	27±1	31±1
0.5	0.003±0.001	18±1	28±1
0.75	0	18±1	33±1

4.2.7 Discussões

Comparando as curvas de magnetização medidas ao longo dos eixos fáceis e duros das amostras com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0, 0.25$ e 0.75 nm como-feitas e tratadas termicamente (Figura 4.27), observa-se na amostra como-feita com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0$ nm um padrão de duas curvas deslocadas sobrepostas, padrão característico de uma estrutura composta de dois tipos de domínios magnéticos orientados em oposição. O pequeno deslocamento em campo da curva de magnetização indica que o número de spins apontando na direção do campo de deposição é ligeiramente maior que o número de spins apontando na direção oposta. Com o acréscimo de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$, a estrutura de domínio deslocada positivamente desaparece gradualmente, tornando a curva mais retangular.

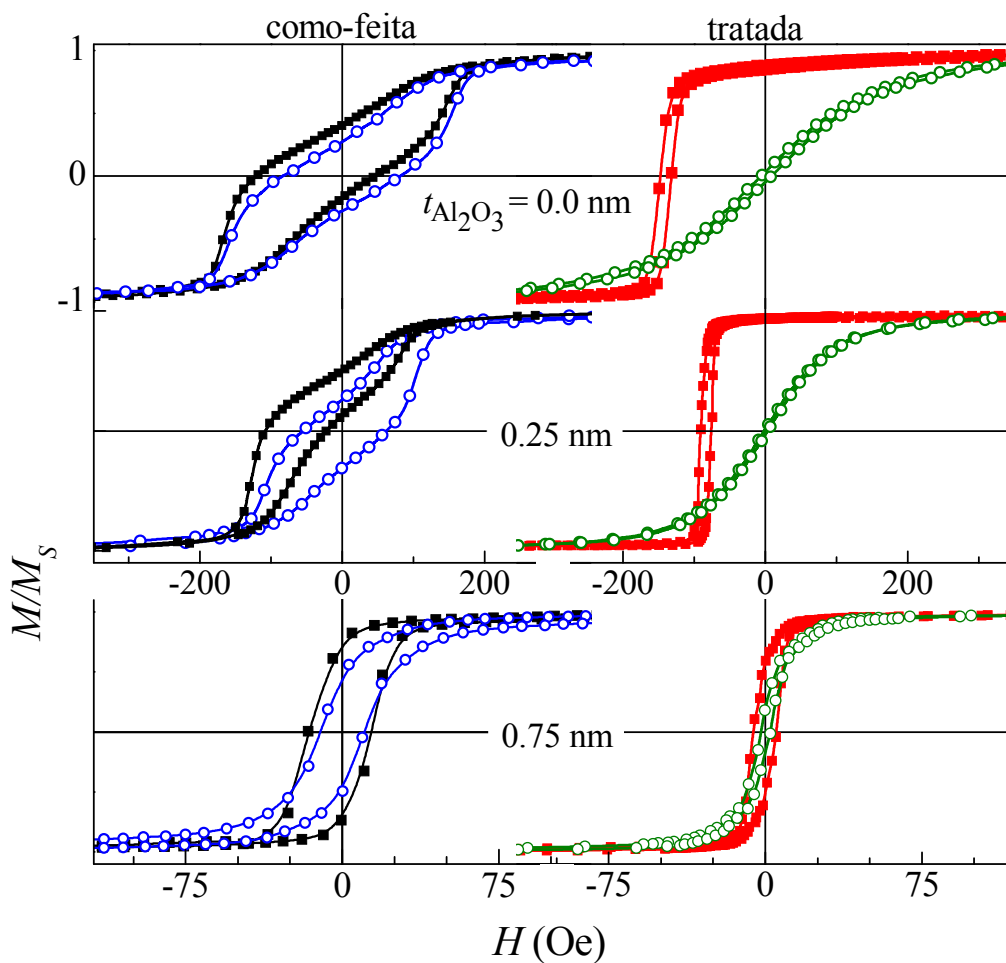


Figura 4.27: Curvas de magnetização ao longo do eixo fácil (símbolos cheios) e eixo duro (símbolos abertos) dos filmes de IrMn/Al₂O₃/Co com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \leq 0.75$ nm para as amostras como-feitas e tratadas termicamente.

Essas características podem ser entendidas a partir do modelo proposto de configuração de spins interfaciais não-compensados¹¹⁵ (Figura 4.28), o qual explica a evolução do EB em amostras como-feitas com o espaçador não-magnético, visto que também são observadas em filmes com espaçador de cobre (ver Figura 4.29). Assume-se que, quando uma camada espaçadora não-magnética incompleta é crescida sobre um AFM, os átomos da camada espaçadora cobrem primeiro a região mais ‘baixa’. Assim, diminuem com igual probabilidade os números de spins com orientações aproximadamente paralelas e opostas àquela do campo presente durante a deposição na última camada AFM compensada. Conseqüentemente, os spins não-compensados mais superiores, da sub-rede incompleta AFM, tornam-se muito importante para o EB resultando num deslocamento predominante negativo; o deslocamento desaparece quando a camada espaçadora cobre completamente a camada AFM, sendo o contato direto entre FM e AFM perdido.

Este modo de crescimento, assumido pelo modelo, é confirmado pela imagem de HRTEM da amostra como-feita de IrMn/Al₂O₃(3 nm)/Co mostrada na Figura 4.28 (c), onde é visível que a interface inferior de IrMn/Al₂O₃ é muito mais rugosa que a interface superior de Al₂O₃/Co.

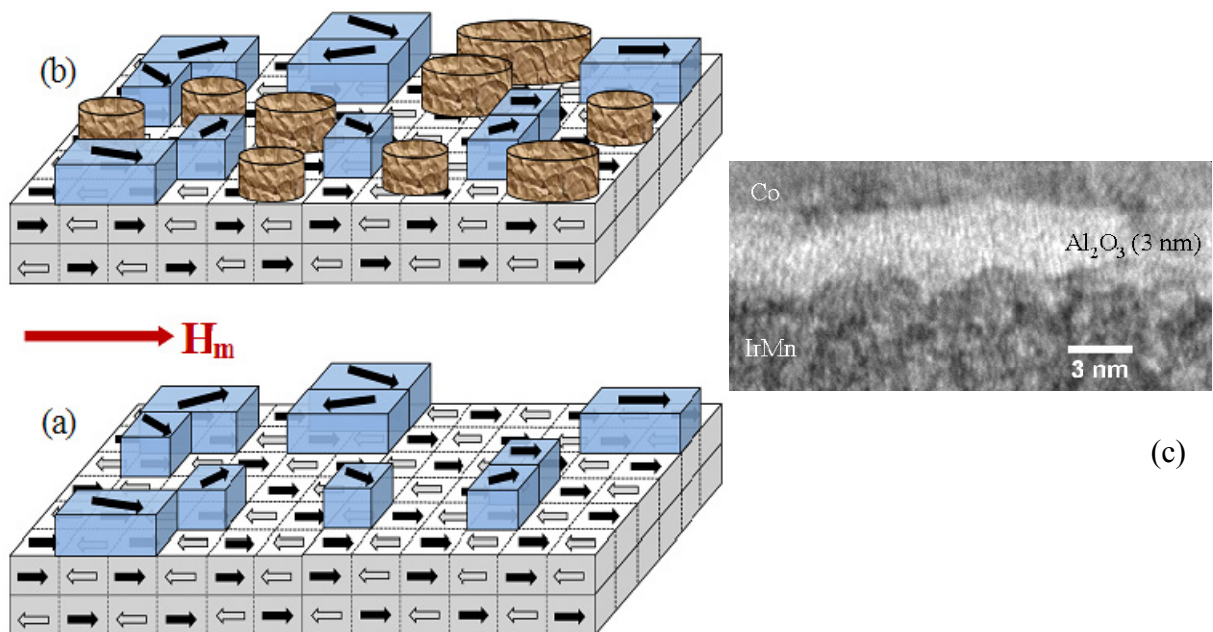


Figura 4.28: Representação esquemática dos dois últimos planos de spins da camada AFM compensada e dos clusters da sub-rede incompleta não-compensada representados pelos paralelepípedos azuis antes (a) e durante (b) a deposição da camada não-magnética. Apenas para maior clareza, essas sub-redes são ilustradas como perfeitamente planas e seus spins ordenados e compensados; camadas AFM policristalinas certamente não são perfeitas. Os discos em (b) representam o material não-magnético e H_m a direção do campo do *magneton*¹¹⁵. (c) Imagem de HRTEM da amostra como-feita de IrMn/Al₂O₃(3 nm)/Co.

Na Figura 4.29 podemos observar o seguinte comportamento. A medida que a espessura da camada espaçadora aumenta, a impressão inicial dos padrões de domínio AFM vai desaparecendo gradualmente, tornando a curva mais retangular e diminuindo o H_{EB} até o desaparecimento quase que por completo para espessuras maiores da camada espaçadora, atingindo as características das respectivas amostras tratadas, como mostrado pelas curvas tracejadas para $t_{Cu} = 1$ nm e para $t_{Al_2O_3} = 0.5$ nm. Estas formas quase idênticas das curvas tratadas e como-feitas apoiam a suposição de que os spins interfaciais não-compensados, os quais ainda estão em contato direto com a camada FM, têm anisotropia baixa o suficiente para permitir que sua orientação preferencial seja paralela à H_m , mesmo antes do tratamento termico.

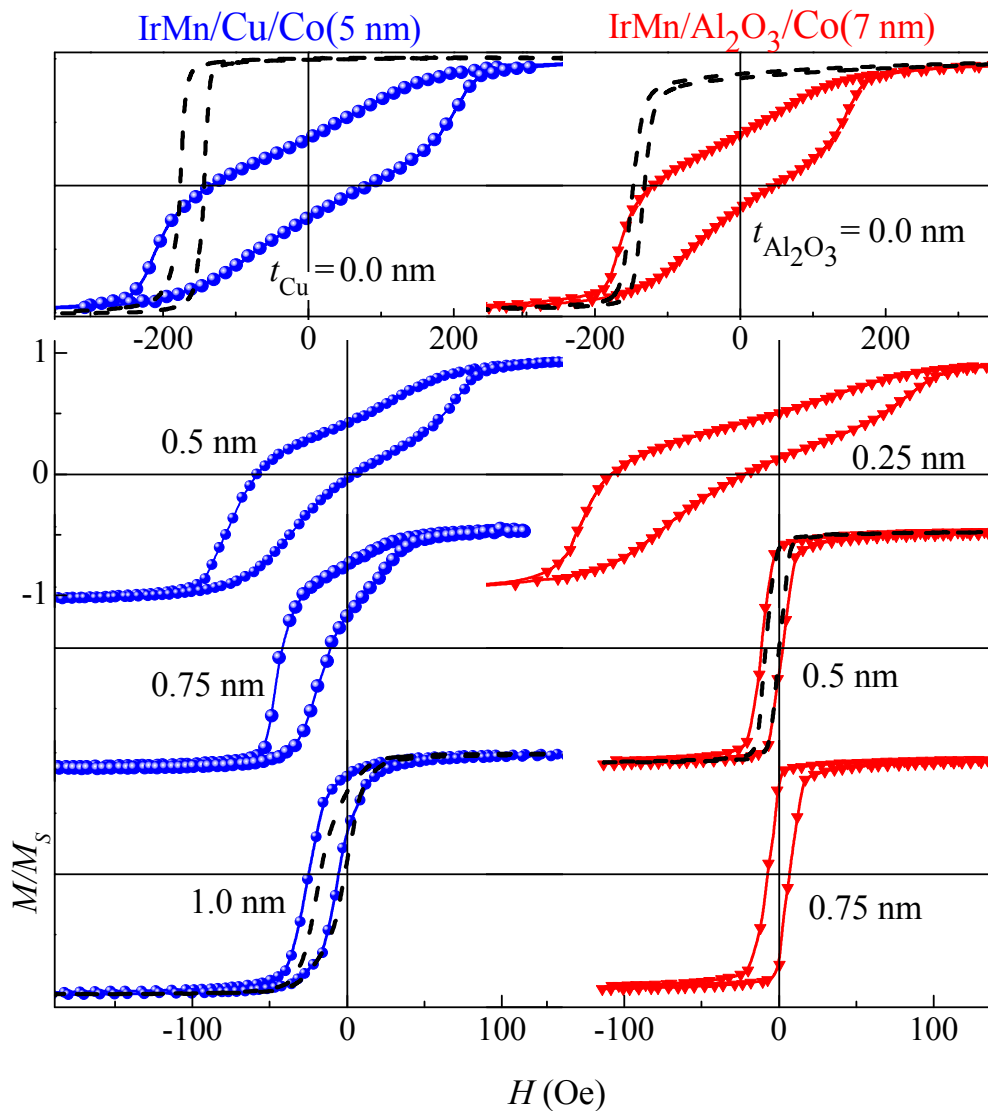


Figura 4.29: Curvas de magnetização medidas ao longo dos eixos fáceis para as amostras como-feitas de IrMn/Cu/Co(5 nm) e IrMn/Al₂O₃/Co(7 nm) para diferentes espessuras do espaçador não-magnético. As linhas tracejadas em alguns gráficos correspondem às amostras após tratamento térmico a campo aplicado de 2 kOe.

Finalmente, para espessuras da camada não-magnética maiores suficiente para cobrir totalmente a camada de AFM, isto é, não existindo mais contato direto da camada AFM e FM, o EB não é mais observado. Esta comparação entre as curvas de magnetização para os dois tipos de espaçadores (Cu e Al_2O_3) mostra que o comportamento de H_{EB} também depende do tipo de material; como podemos constatar, o EB desaparece para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ muito menor que t_{Cu} .

As curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente mostradas na Figura 4.27 diferem significativamente das curvas das amostras como-feitas, apresentando uma forma retangular bem definida e baixa (praticamente constante) coercividade. O campo de EB na direção do eixo fácil ($H_{EB}^{MAG} \approx 134$ Oe para a amostra sem espaçador) diminui extremamente rápido com o aumento da espessura da alumina sendo praticamente zero para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} > 0.5$ nm, indicando o desacoplamento do IrMn e do Co. Notavelmente, a inclinação da curva do eixo duro em $H = 0$ aumenta com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$.

Estas observações são também apoiadas pelos excelentes ajustes das medidas de FMR para as amostras tratadas termicamente, obtidos considerando o modelo DWF, sendo o valor de J_E estimado para o filme sem espaçador típico do acoplamento de troca para bicamadas IrMn/Co^{34,83}. A pequena variação de H_U e o valor praticamente constante de H_{RA} indicam que o aumento da inclinação das curvas de eixo duro com a espessura é predominantemente determinado pela diminuição do valor efetivo de J_E , já que esta inclinação é inversamente proporcional ao campo de anisotropia do sistema.

Os resultados de H_{EB}^{FMR} , H_{EB}^{MAG} e H_C em função da espessura do espaçador são resumidos na Figura 4.30, onde há uma boa coincidência entre os decaimentos do tipo exponenciais, isto é, $\propto \exp\left(-t_{\text{Al}_2\text{O}_3}/\lambda\right)$, dos H_{EB}^{MAG} e H_{EB}^{FMR} , sendo λ o comprimento de decaimento correspondente. Esta redução difere em dois aspectos de todos os trabalhos anteriores, independente se o tipo de espaçador usado é condutor ou isolante:

(i) O valor de $\lambda = 0.7$ Å, estimado do ajuste, é muito menor que aqueles encontrados na literatura para acoplamento de vizinhos próximos (ou contato direto) FM/AFM; tipicamente, $\lambda \approx 3$ Å, o que corresponde a um decaimento exponencial como este apresentado, para fins de comparação, na Figura 4.30 para o caso do espaçador de Cu no sistema IrMn/Co. O decaimento obtido para o caso de espaçador de alumina é muito mais abrupto, visto que corresponde a valor de λ aproximadamente quatro vezes menor.

(ii) O acoplamento neste tipo de sistemas é usualmente atribuído ao contato direto FM/AFM através de *pinholes*. Quando a camada espaçadora está mais espessa, o número de *pinholes* diminui, assim como a intensidade efetiva do acoplamento. Normalmente, esse acoplamento é detectado até uma espessura de camada separadora de pelo menos 1 nm^{18,19,80,83,86}. Nos nossos filmes de IrMn/Al₂O₃/Co, o acoplamento é suprimido muito rapidamente, sendo a espessura crítica aproximadamente duas vezes menor que o encontrado na literatura.

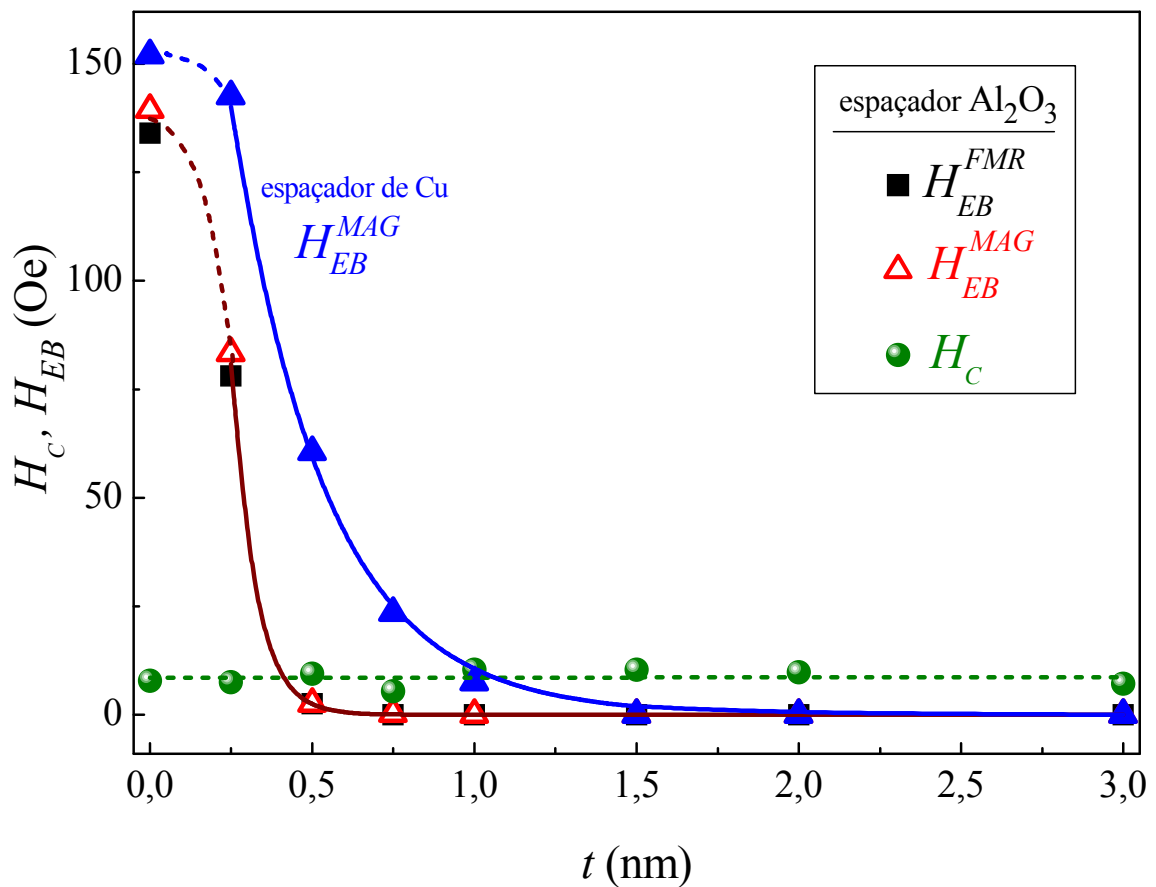


Figura 4.30: Dependência de H_{EB}^{FMR} estimada dos ajustes de FMR, e H_{EB}^{MAG} e H_c obtidos das curvas de histerese das amostras tratadas termicamente em função da espessura do espaçador. As linhas sólidas correspondem aos respectivos decaimentos exponenciais $\lambda_{Cu} = 2.9 \text{ \AA}$ (referência 83) e $\lambda_{Al_2O_3} = 0.7 \text{ \AA}$.

A supressão abrupta da H_{EB} com o aumento da $t_{Al_2O_3}$ pode ser entendida em termos da perda do contato AFM/FM direto com o aumento da camada espaçadora, que pode ser comprovado pelas imagens de microscopia eletrônica de transmissão, comparando as amostras com espaçadores de Al₂O₃ e Cu com espessura de 0.5 nm. As imagens da amostra

com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5$ nm (Figuras 4.12 e 4.14) mostram uma camada praticamente completa enquanto que a com $t_{\text{Cu}} = 0.5$ nm (Figuras 4.16 e 4.17), a camada está aparentemente descontínua. Isso pode ser atribuído ao maior grau de “molhabilidade” de IrMn com Al_2O_3 , por exemplo, devido ao fato de o parâmetro rede da alumina ser maior comparado com os de Co, Cu e IrMn. Assim, a espessura da camada de Al_2O_3 , necessária para cobrir totalmente a camada IrMn, é consideravelmente menor do que a t_{Cu} suficiente para separar completamente as camadas de IrMn e Co. Embora em número muito reduzido, ainda existam alguns furos em $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.5$ nm, responsável pelo pequeno valor de $H_{EB} \approx 3$ Oe fornecendo um acoplamento AFM/FM fraco.

Resultados semelhantes com espaçadores Al_2O_3 são encontrados na literatura para junções túnel magnéticas. Egelhoff e colaboradores¹¹⁶ atribuíram o forte aumento do acoplamento de troca em estruturas Co/ Al_2O_3 /Co para $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ abaixo de 0.50 (± 0.05) nm a furos na camada de Al_2O_3 . Em outro tipo de junções túnel, verificou-se que uma camada com $t_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.6$ nm é capaz de desacoplar a barreira túnel constituída por duas camadas FM¹¹⁷.

Nosso trabalho mostra que o valor de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$, acima do qual o acoplamento AFM/FM desaparece no sistema IrMn/Co, está aproximadamente na mesma escala do caso de acoplamento FM/FM.

Outros tipos de acoplamento através de uma intercamada podem ser considerados em alguns sistemas. Em junções túnel, por exemplo, o acoplamento “orange-peel”⁷⁸ é um problema comum. Esse tipo de interação dipolar surge da ondulação interfacial correlacionada entre duas camadas FM separadas por uma camada não-magnética. Não está claro se a teoria original para tal acoplamento, desenvolvida por Néel em 1952 para o caso de duas camadas FM, poderá ser diretamente aplicada para sistemas AFM/NM/FM. No entanto, mesmo se houvesse a possibilidade de usarmos as fórmulas para o campo de acoplamento tipo “casca de laranja”, parece claro que tal interação é inconsistente com nossos dados. O comprimento de decaimento teórico do campo de acoplamento para o caso de interação tipo “casca de laranja” é igual ao comprimento de onda do perfil de rugosidade o que resultaria, para os nossos filmes, em um comprimento de decaimento de pelo menos 10 nm, muito maior do que o observado.

Confirmamos a inexistência desse tipo de acoplamento em nosso sistema comparando as mudanças na curvas de histerese medidas no eixo fácil da amostra como-feita de IrMn/ $\text{Al}_2\text{O}_3(0.5 \text{ nm})$ /Co a temperatura ambiente e a 110 K (medidas num magnetômetro de

amostra vibrante MicroSense EV9). Desde que o acoplamento “casca de laranja” é praticamente independente da temperatura (já que M_S do FM quase não varia com a temperatura), então uma variação muito pequena de H_{EB} ou nenhuma deve ser observada a essas temperaturas de medida. No entanto, um valor 2.2 vezes maior de H_{EB} foi obtido a 110 K, comparado com o valor a temperatura ambiente. Este fato é condizente com acoplamento de vizinhos mais próximos o qual aumenta significativamente em baixas temperaturas.

Em resumo parcial, mostramos resultados experimentais obtidos em filmes finos policristalinos, constituídos da tricamada IrMn/Al₂O₃/Co, enfatizando a variação do campo de EB com o aumento da espessura da camada isolante e não-magnética de alumina. Foi observado que a intensidade do acoplamento IrMn/Co diminui rapidamente com o aumento de $t_{Al_2O_3}$, sendo uma supressão muito abrupta, com comprimento de decaimento pelo menos quatro vezes menor que os valores anteriormente relatados. Este resultado foi explicado em termos da perda muito rápida do contato direto entre as camadas AFM e FM com o aumento da $t_{Al_2O_3}$.

4.3 Tricamada IrMn/Cr/Co

4.3.1 Caracterização estrutural: MFA

Caracterizaremos a rugosidade superficial dos filmes com espaçador de Cr através de microscopia de força atômica com a intenção de diminuir o número de parâmetros estimados nas simulações de refletividade e nos permitindo caracterizar a rugosidade e a qualidade superficial de nossas amostras. As medidas foram realizadas usando o modo *Tappingmode* numa resolução de 512 pontos \times 512 pontos, com dimensões de 1.7 $\mu\text{m}/\text{div} \times 1.7 \mu\text{m}/\text{div}$ e 150 nm/div no eixo Z. A Figura 4.33 mostra as imagens da superfície da tricamada IrMn/Cr(t_{Cr})/Co em (a) $t_{\text{Cr}} = 0.5 \text{ nm}$ e (b) $t_{\text{Cr}} = 2 \text{ nm}$ apresentando rugosidades superficiais de $\sigma = 1.9$ e 2.0 \AA , respectivamente, para as amostras tratadas termicamente. Nossos resultados demonstraram que a rugosidade superficial das amostras com espaçador de cromo é, em média, da mesma ordem de grandeza, $\sigma \approx 2.0 \text{ \AA}$.

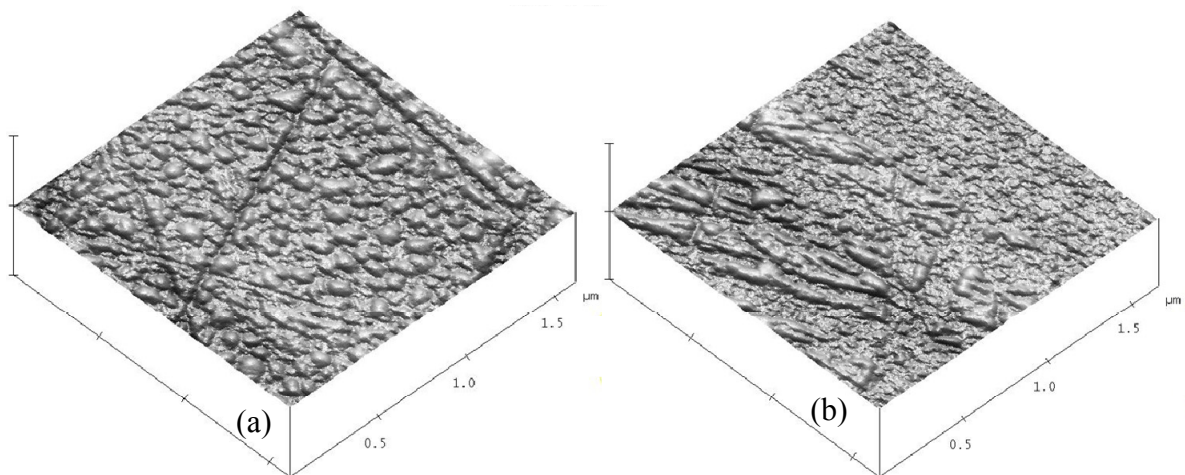


Figura 4.31: Imagens de MFA da amostra IrMn/ t_{Cr} /Co sendo em (a) $t_{\text{Cr}} = 5 \text{ nm}$ e (b) $t_{\text{Cr}} = 2 \text{ nm}$.

4.3.2 Caracterização estrutural: Difração de raios-X

Foi utilizada a técnica padrão de difração de raios-X para todas as amostras com espaçador de cromo utilizando radiação $K\alpha$ do Cu ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$) na configuração θ - 2θ para determinar o tipo de estrutura formada e a textura cristalográfica; alguns dos espectros com espaçador de cromo estão mostrados na figura que segue.

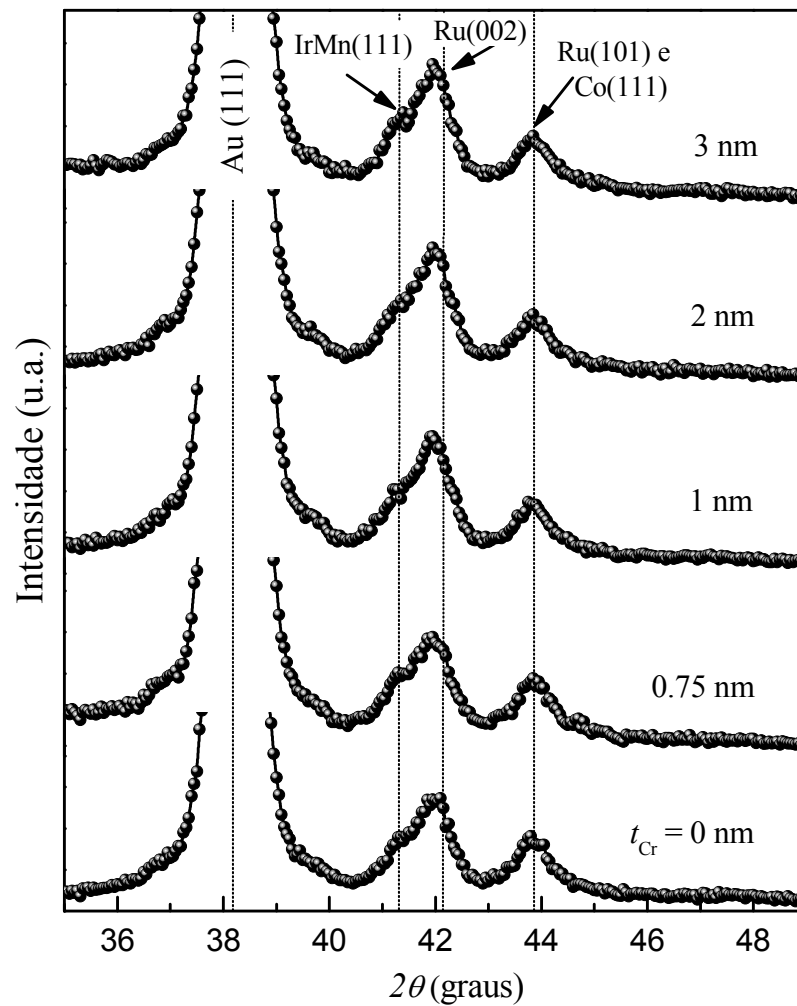


Figura 4.32: Difratogramas de raios-X das amostras com $t_{Cr} = 0, 0.75, 1, 2,$ e 3 nm .

Observa-se, assim como nos difratogramas de DRX das amostras com espaçador de cromo, que todos os difratogramas são similares, mostrando picos característicos de Au(111), IrMn (111), Ru (002) e Ru(101). Também mostram um pico posicionado em $2\theta = 43.90^\circ$ que é atribuído ao Co cúbico com plano (111). A influência do cromo também não é evidenciada no padrão de difração experimental. Os valores dos ângulos que satisfazem a condição de difração foram retirados da base de dados ICDD (*International Centre for Diffraction Data*).

4.3.3 Caracterização estrutural: Refletividade

Utilizamos a técnica XRR na configuração θ - 2θ , com radiação $K\alpha$ do Cu ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$) para determinar as espessuras e a rugosidade das camadas depositadas, sendo obtidas através de ajustes das respectivas curvas de refletividade utilizando o programa WINGIXA da Phillips.

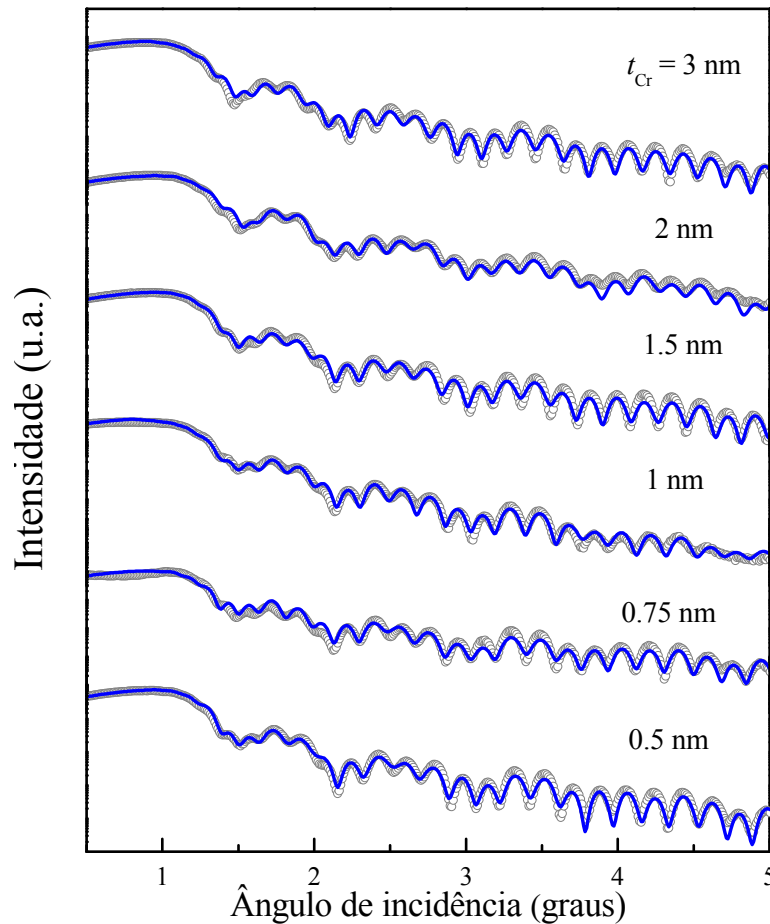


Figura 4.33: Espectros de XRR dos filmes Ru/IrMn/Cr/Co/Au tratados termicamente. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas correspondem às simulações via o programa WINGIXA.

A Figura 4.32 apresenta os dados de refletividade e o ajuste para todas as amostras da série com espaçador de Cr. Como pode ser observado, há uma boa concordância entre simulação e dados experimentais, obtendo valores para as espessuras das camadas muito próximos aos correspondentes valores nominais, com um erro de $\pm 0.2 \text{ nm}$. Os parâmetros utilizados estão dados na Tabela 5. Usamos os valores de espessura e rugosidade (2.5 \AA) da

camada de SiO₂ sobre o substrato de Si, fornecidos pelo fabricante e o valor da rugosidade superficial da camada protetora medido via MFA, como ponto de partida, para nossos ajustes.

Tabela 5: Espessura e rugosidade usadas na simulação de RXX com o programa WINGIXA da Philips.

Composição nominal: Si(100)/SiO ₂ (2.5 nm)/Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Cr(x)/Co(5 nm)/Au(10 nm)												
Cr	0.5 nm		0.75 nm		1 nm		1.5 nm		2 nm		3 nm	
	Esp	σ	Esp	σ	Esp	σ	Esp	σ	Esp	σ	Esp	σ
SiO ₂	2.13	0.32	2.14	0.12	2.48	0.35	2.06	0.26	2.40	0.38	2.40	0.27
Ru	15.23	0.49	15.68	0.47	15.16	0.57	15.25	0.20	14.77	0.39	15.03	0.69
IrMn	14.95	0.19	14.74	0.07	15.22	0.72	15.85	0.18	14.90	0.48	15.29	0.73
Cr	0.48	0.01	0.73	0.08	0.92	0.04	14.78	0.23	2.15	0.03	2.84	0.16
Co	5.89	0.59	5.59	0.37	5.20	0.59	4.88	0.60	5.79	0.50	5.50	0.59
Au	9.54	0.25	9.63	0.22	9.69	0.24	9.67	0.28	9.53	0.26	9.57	0.26

4.3.4 Caracterização estrutural: TEM e HRTEM

Utilizamos TEM e HRTEM para obtermos uma melhor análise da morfologia das interfaces IrMn/Cr e Cr/Co. As amostras foram preparadas por secção transversal (*cross-section*) e as imagens obtidas usando microscópio modelo JEM2100 operando a 200 kV. As análises de TEM foram realizadas em *campo claro* (feixe direto), usando contraste de fase para obtenção de imagens em alta resolução.

As Figuras 4.34 a 4.37 mostram as imagens de seção transversal das amostras de composição nominal Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Cr(t_{Cr})/Co(5 nm)/Au(10 nm) tratadas térmicamente com $t_{Cr} = 0.5, 0.75, 1$ e 3 nm respectivamente, manipuladas* usando o programa *ImageJ*. Podemos distinguir claramente as diferentes camadas, praticamente confirmando as espessuras nominais das camadas de Ru, IrMn e Au, através do programa operacional do equipamento *DigitalMicrograph*. Não conseguimos diferenciar as espessuras das camadas de Cr e Co, nem o contraste do Cr em relação aos outros materiais, talvez pelo fato de que o cromo e o manganês terem números atômicos muito próximos, assim impossibilitando diferenciar o contraste do IrMn e do Cr; também, pode haver uma mistura entre as camadas.

* Entenda-se manipuladas como apenas centralizadas, escalonadas e identificadas.

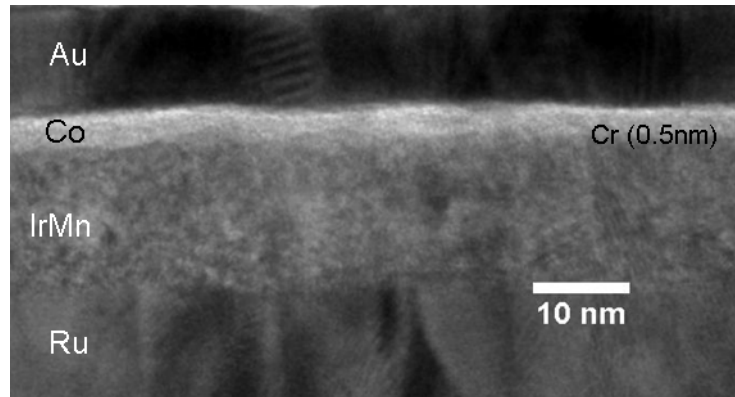


Figura 4.34: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal de IrMn(15 nm)/Cr(0.5 nm)/Co(5 nm).

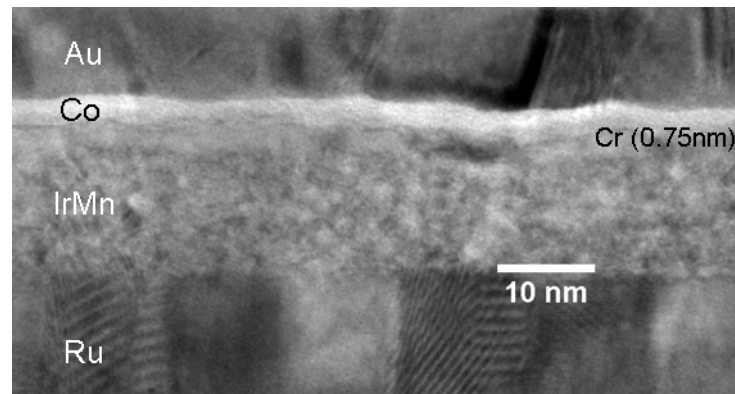


Figura 4.35: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal de IrMn(15 nm)/Cr(0.75 nm)/Co(5 nm).

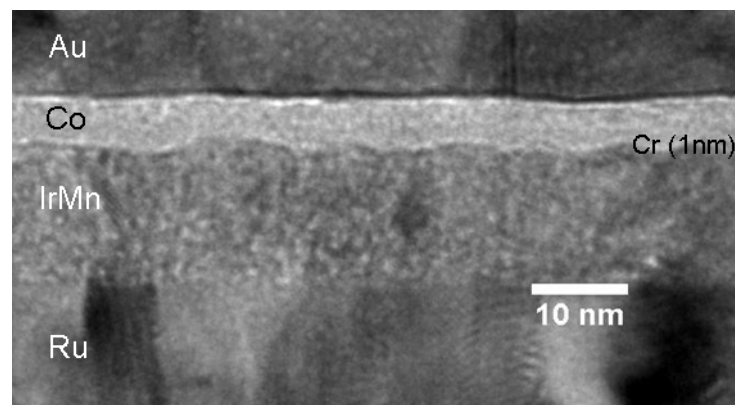


Figura 4.36: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal de IrMn(15 nm)/Cr(1 nm)/Co(5 nm).

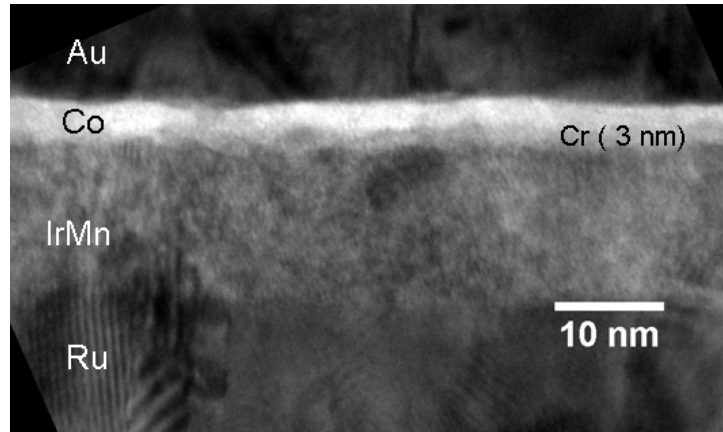


Figura 4.37: Imagem de TEM da tricamada com composição nominal de IrMn(15 nm)/Cr(3 nm)/Co(5 nm).

Obtivemos imagens HRTEM de campo claro e de campo escuro (*dark field*) consecutivamente, na tentativa de tentarmos diferenciar a camada de cromo; imagens de campo claro são obtidas através dos elétrons transmitidos e imagens de campo escuro através dos elétrons difratados. Esse modo é muito sensível às variações do número atômico dos elementos das amostras. A seguir, a Figura 4.38 mostra as imagens de campo claro e campo escuro da amostra com $t_{Cr} = 0.5$ nm tratada termicamente.

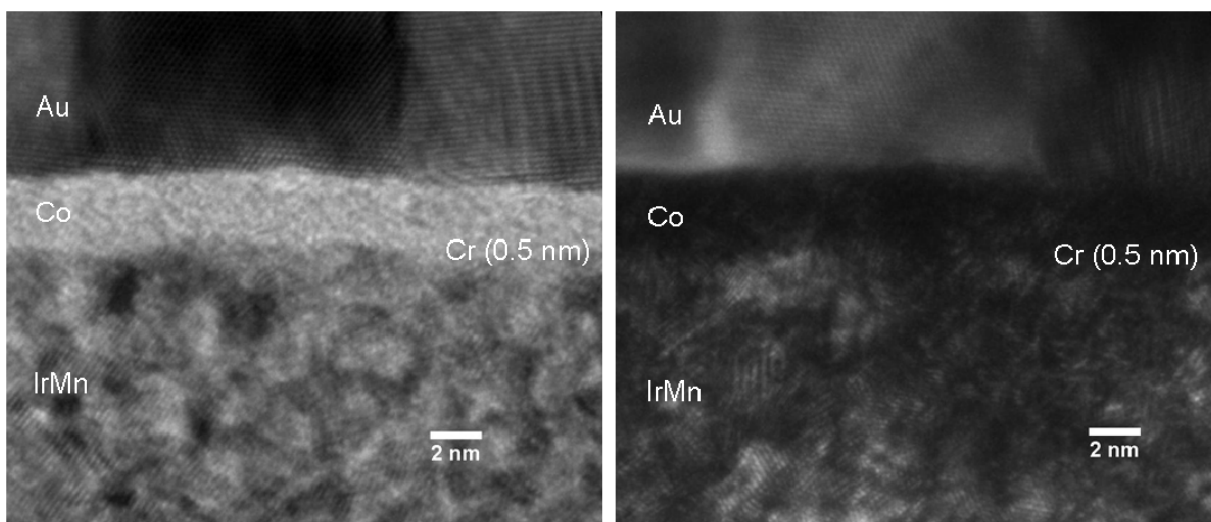


Figura 4.38: Imagem de HRTEM; a esquerda, campo claro, e a direita, campo escuro da tricamada com composição nominal de IrMn(15 nm)/Cr(0.5 nm)/Co(5 nm).

Mesmo tendo as imagens de campo escuro, não conseguimos diferenciar a camada de cromo das outras camadas, o que nos levou a cogitar a hipótese do cromo não ter sido depositado. Então, para confirmar a presença do Cr, fizemos uma EDS (espectroscopia de energia dispersiva) o qual nos permitiu mapear todos os elementos químicos acima do número atômico do Si ($Z = 14$). Os resultados qualitativos da EDS confirmaram a presença do Cr e de todos os materiais que compõem a amostra, nos levando a crer que a dificuldade em diferenciar o contraste do Cr possa estar relacionada com uma mistura das camadas seja ela Cr/Co ou Cr/IrMn, ou ambas.

A seguir são mostradas as imagens de alta resolução das amostras tratadas termicamente com $t_{Cr} = 0.5, 0.75, 1$ e 3 nm, respectivamente, nas quais são evidenciados os valores das espessuras das camadas através de uma ferramenta do programa *DigitalMicrograph*, praticamente confirmando as espessuras nominais.

A imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 0.5$ nm é apresentada na Figura 4.39, onde as linhas correspondem às espessuras das camadas, as quais confirmam a espessura da camada de Au, a linha com o valor de 5.48 nm está compatível com a soma das espessuras das camadas de $Co(5 \text{ nm}) + Cr(0.5 \text{ nm})$. Observa-se uma interface bem definida com a camada protetora de Au.

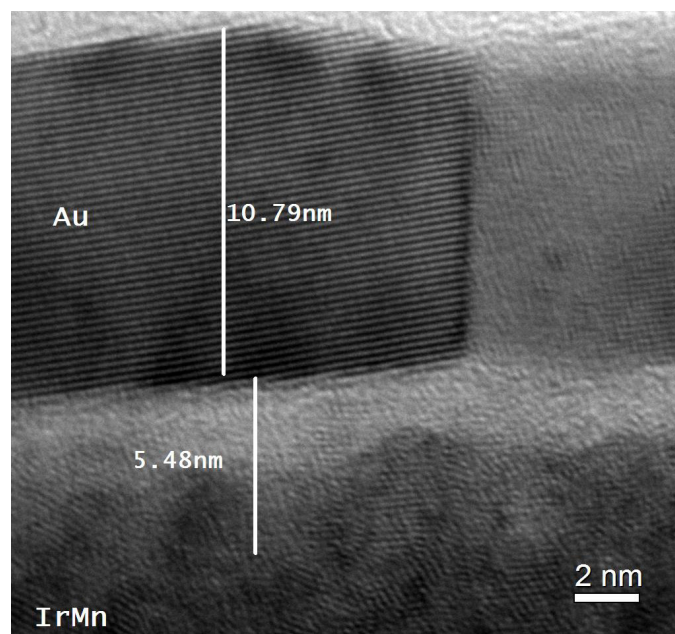


Figura 4.39: Imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 0.5$ nm. Os valores correspondem ao comprimento da linha.

As Figuras 4.40 e 4.41 mostram as imagens de HRTEM de regiões diferentes da amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm, ficando mais evidente a existência de uma interdifusão na interface com o aumento de t_{Cr} , se comparada com a imagem da amostra $t_{Cr} = 0.5$ nm. O valor de barra é compatível com a soma das espessuras das camadas de Co(5 nm) + Cr(0.75 nm).

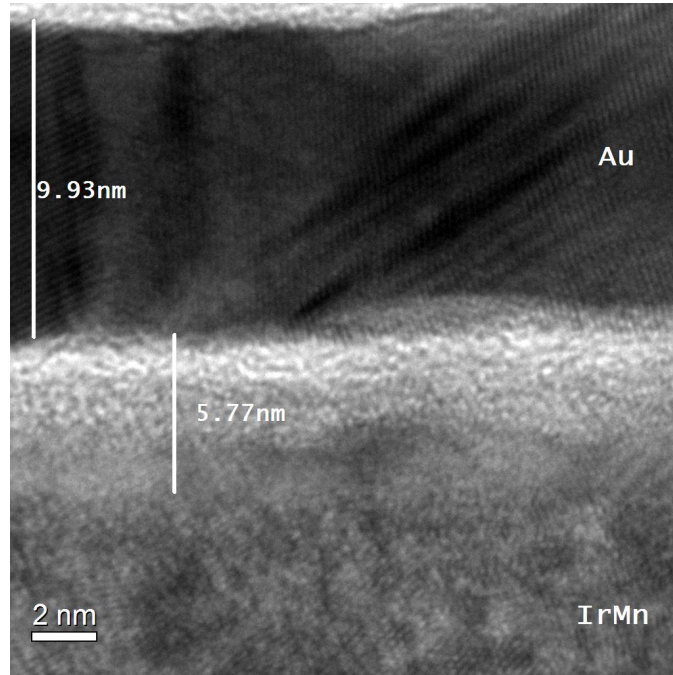


Figura 4.40: Imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm.

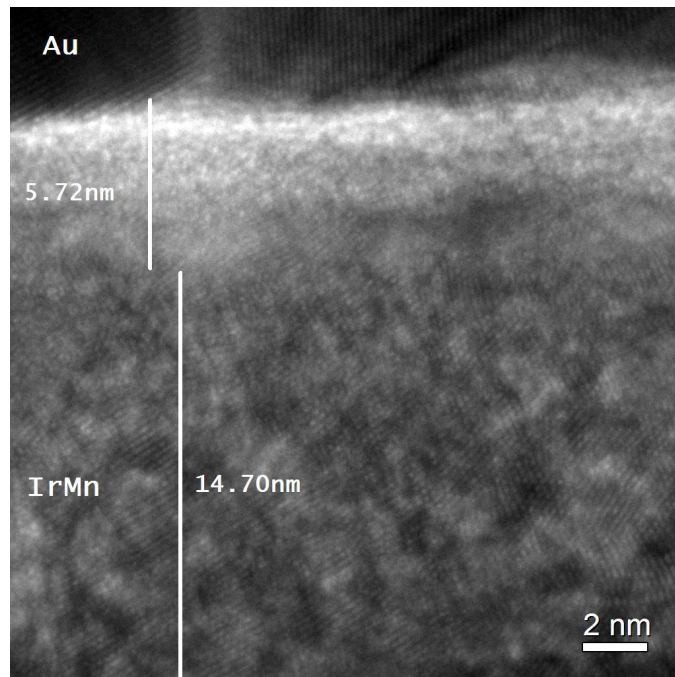


Figura 4.41: Imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm.

A Figura 4.42 mostra a imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 1$ nm, onde não é evidenciada a camada intermediária difusa se comparada com as imagens da amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm (Figura 4.41). Comparando com a imagem da Figura 4.39 (onde $t_{Cr} = 0.5$ nm), esta também apresenta uma definição da interface da camada protetora de ouro.

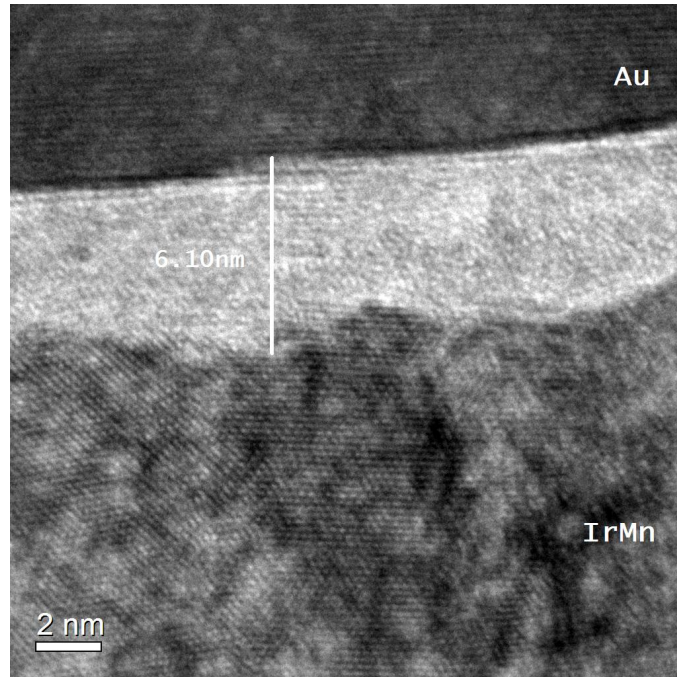


Figura 4.42: Imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 1$ nm.

As Figuras 4.43 e 4.44 mostram as imagens de HRTEM de diferentes regiões da amostra com $t_{Cr} = 3$ nm, evidenciando a existência de uma interdifusão na interface (Cr/Co) com o aumento de t_{Cr} , se comparada com a imagem da amostra $t_{Cr} = 1$ nm. O valor de barra é compatível com a soma das espessuras das camadas de Co(5 nm) + Cr(3 nm).

Na Figura 4.43 verifica-se claramente a existência de duas regiões distintas de planos na região da interface de cromo com diferentes distâncias interatômicas. Podemos observar na Figura 4.44 a imperfeição dessa camada intermediária, podendo ser atribuída a uma grande rugosidade ou a interdifusão das camadas. Se compararmos as imagens de $t_{Cr} = 3$ nm com as de $t_{Cr} = 0.75$ e 1 nm, estas não apresentam uma interface com a camada protetora de Au tão bem definida como as imagens das amostras com $t_{Cr} = 0.5$ e 1 nm;

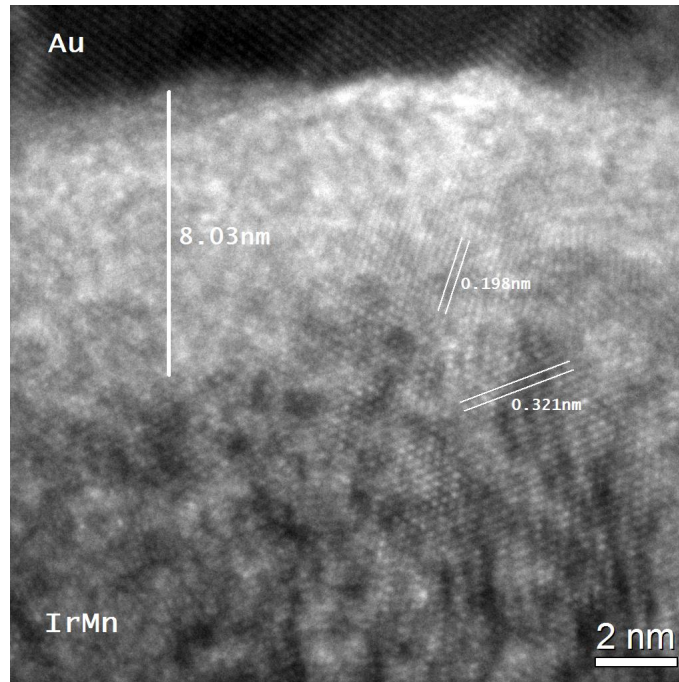


Figura 4.43: Imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 3$ nm.

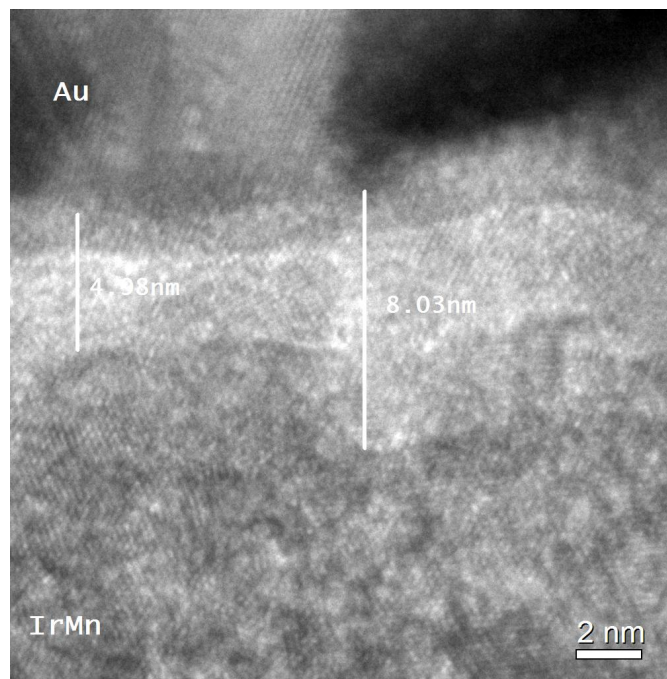


Figura 4.44: Imagem de HRTEM da amostra com $t_{Cr} = 3$ nm.

4.3.5 Caracterização magnética: MAG

O processo de caracterização foi o mesmo empregado nas amostras com espaçador de alumina já descrito na Seção 4.2.5. As medidas foram realizadas a temperatura ambiente, com o campo magnético máximo de 400 Oe aplicado no plano para todos os filmes, tanto como-feitos como os tratados termicamente. As amostras foram cortadas aproximadamente no tamanho de 0.3 cm × 0.3 cm e as medidas foram realizadas variando as direções de campo aplicado ϕ_H (com passo de 10°) o eixo fácil definido como 90° do eixo duro, onde $H_{EB} = 0$ Oe. Foi verificada também a ausência de efeito de treinamento em todas as amostras da série.

4.3.5.1 MAG: Como-feitas

Na Figura 4.45 são mostradas as curvas de magnetização das amostras como-feitas para $t_{Cr} = 0.25, 0.5, 0.75$ e 1 nm para dois ângulos diferentes de aplicação de campo ($\phi_H = 0^\circ$ e 90°) e o campo de EB em função de ϕ_H . Os valores de H_{EB} foram extraídos das curvas de histerese para cada valor de ϕ_H .

As curvas de magnetização da amostra como-feita com $t_{Cr} = 0.25$ nm apresentam um padrão de duas fases magnéticas sobrepostas; como já discutido anteriormente, isto se deve ao processo de deposição. As curvas de magnetização para as amostras como-feitas com $t_{Cr} = 0.5, 0.75$ e 1 nm apresentam forma mais retangular, alta coercividade, e apresentam um valor baixo de H_{EB} ($H_C = 29$ Oe e $H_{EB} = 10$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 0.5$ nm; $H_C = 45$ Oe e $H_{EB} = 7$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm; $H_C = 49$ Oe e $H_{EB} = 5$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 1$ nm). Comparada com a da amostra sem espaçador de cromo, a coercividade diminui para $t_{Cr} = 0.5$ nm e depois aumenta para $t_{Cr} = 0.75$ e 1 nm; a amplitude de H_{EB} diminui com o aumento de t_{Cr} .

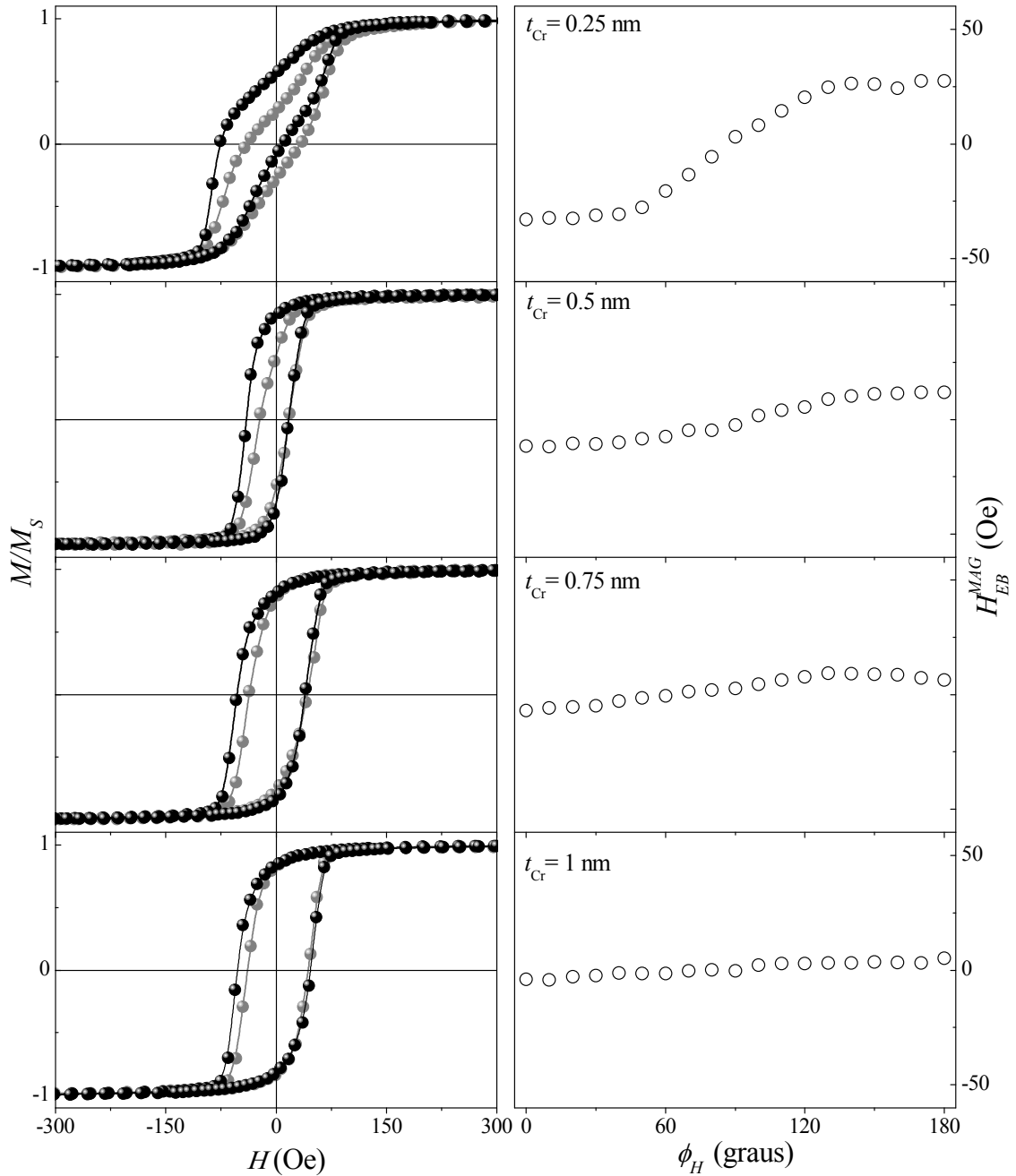


Figura 4.45: Esquerda: curvas de magnetização das amostras como-feitas com H aplicado no plano do filme com $t_{Cr} = 0, 0.5, 0.75$ e 1 nm para o campo aplicado nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita (círculos vazados). As linhas são guias aos olhos e a escala é a mesma em todos os gráficos.

A Figura 4.46 mostra as curvas de magnetização das amostras como-feitas para $t_{Cr} = 1.5, 2,$ e 3 nm para os casos do campo magnético aplicado ao longo dos eixo fácil e eixo duro, assim como o campo de EB em função de ϕ_H .

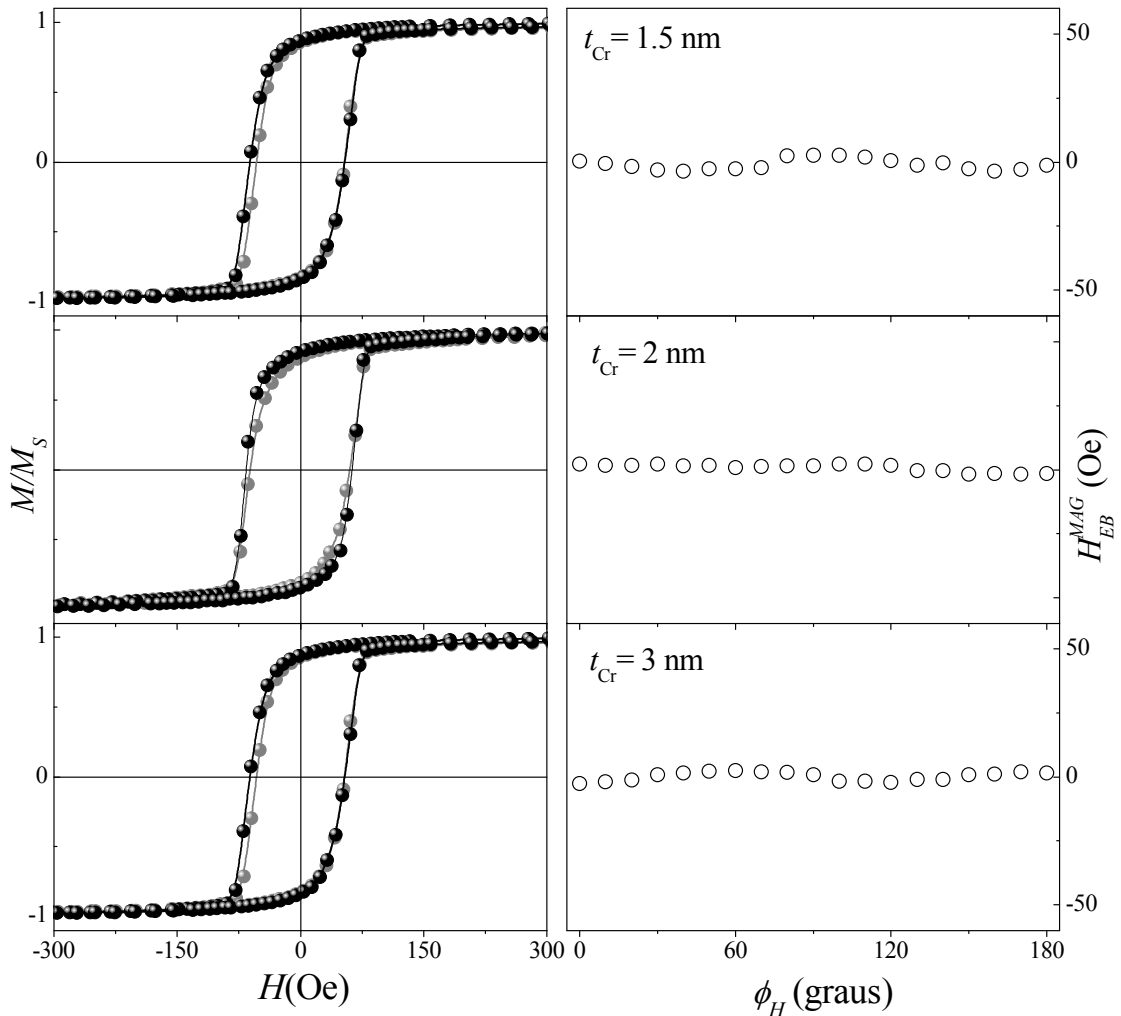


Figura 4.46: Esquerda: curvas de magnetização das amostras como-feitas no plano do filme com $t_{Cr} = 1.5, 2$ e 3 nm para o campo aplicado no plano nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita (círculos vazados). As linhas são guias aos olhos e a escala é a mesma em todos os gráficos.

As curvas de magnetização para as amostras como-feitas com $t_{Cr} = 1.5, 2$ e 3 nm são similares, apresentando um alto valor da coercividade que varia em função do aumento da espessura do cromo, ainda que a amplitude de H_{EB} diminua com o aumento de t_{Cr} ; as amostras com estas espessuras de Cr ainda apresentam um valor baixo de H_{EB} ($H_C = 58$ Oe e $H_{EB} = 4$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 1.5$ nm; $H_C = 64$ Oe e $H_{EB} = 2$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 2$ nm e $H_C = 58$ Oe e $H_{EB} = 3$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 3$ nm).

4.3.5.2 MAG: tratada

A Figura 4.47 mostra as curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente para $t_{Cr} = 0.25, 0.5$ e 0.75 nm para $\phi_H = 0^\circ$ e 90° e o campo de EB em função de ϕ_H . As curvas de histerese são fechadas para $\phi_H = 90^\circ$ e para $\phi_H = 0^\circ$ é quase retangular.

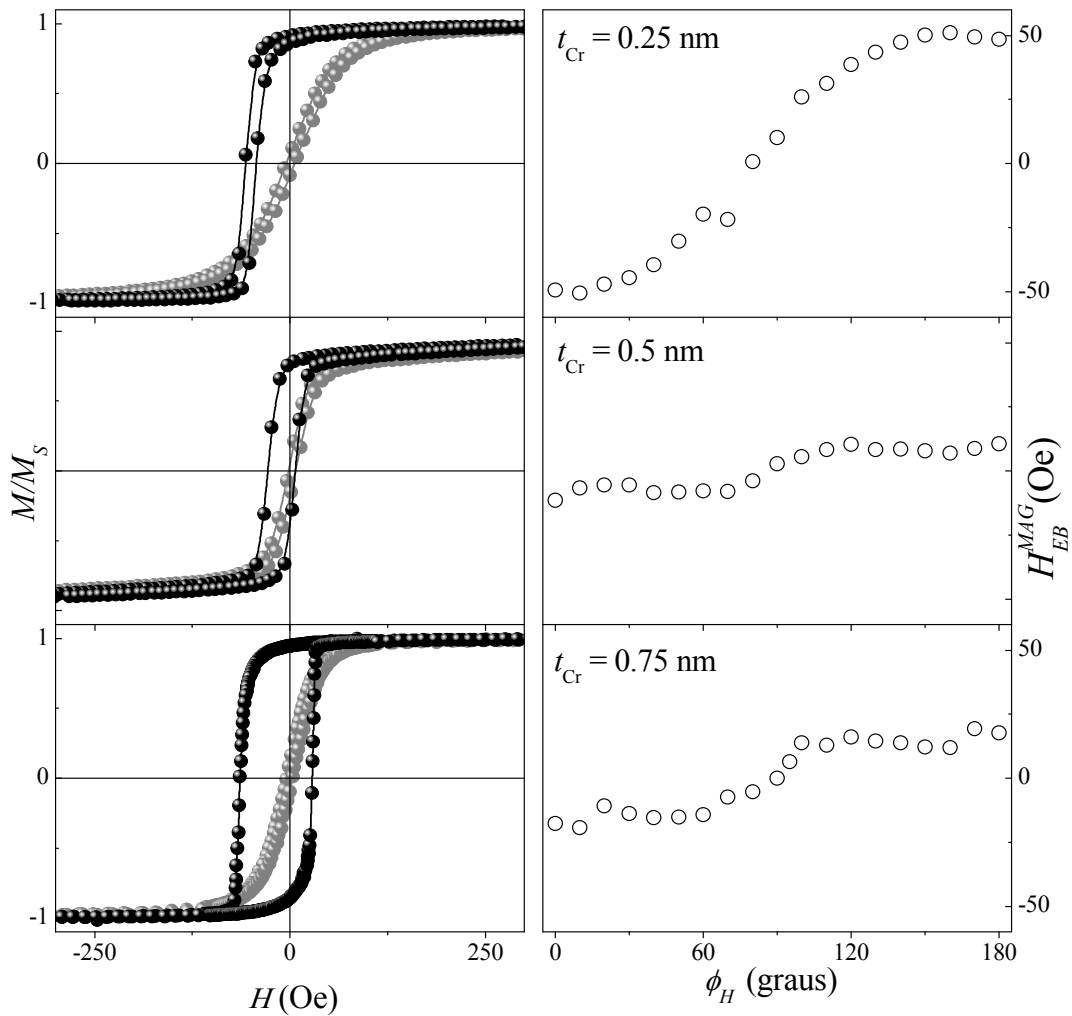


Figura 4.47: Esquerda: curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente no plano do filme com $t_{Cr} = 0.25, 0.5$ e 0.75 nm para o campo aplicado nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita (círculos vazados). As linhas são guias aos olhos e a escala é a mesma para todos os gráficos.

As curvas de magnetização da amostra tratada termicamente com $t_{Cr} = 0.25$ nm mostram que após o tratamento H_{EB} aumentou significativamente e H_C diminuiu consideravelmente, mudando bastante a forma da curva em relação a não-tratada. Com o

aumento do espaçador de cromo, H_C aumenta e H_{EB} diminui para $t_{Cr} = 0.5$ nm, ($H_C = 7$ Oe e $H_{EB} = 49$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 0.25$ nm, e $H_C = 10$ Oe e $H_{EB} = 11$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 0.5$ nm). Com o aumento de t_{Cr} para 0.75 nm, H_C e H_{EB} aumentam em relação a estes para $t_{Cr} = 0.5$ nm, ($H_C = 46$ Oe e $H_{EB} = 17$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm).

A Figura 4.48 apresenta as curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente para $t_{Cr} = 1, 1.5$ e 2 nm para $\phi_H = 0^\circ$ e 90° , e o campo de EB em função de ϕ_H .

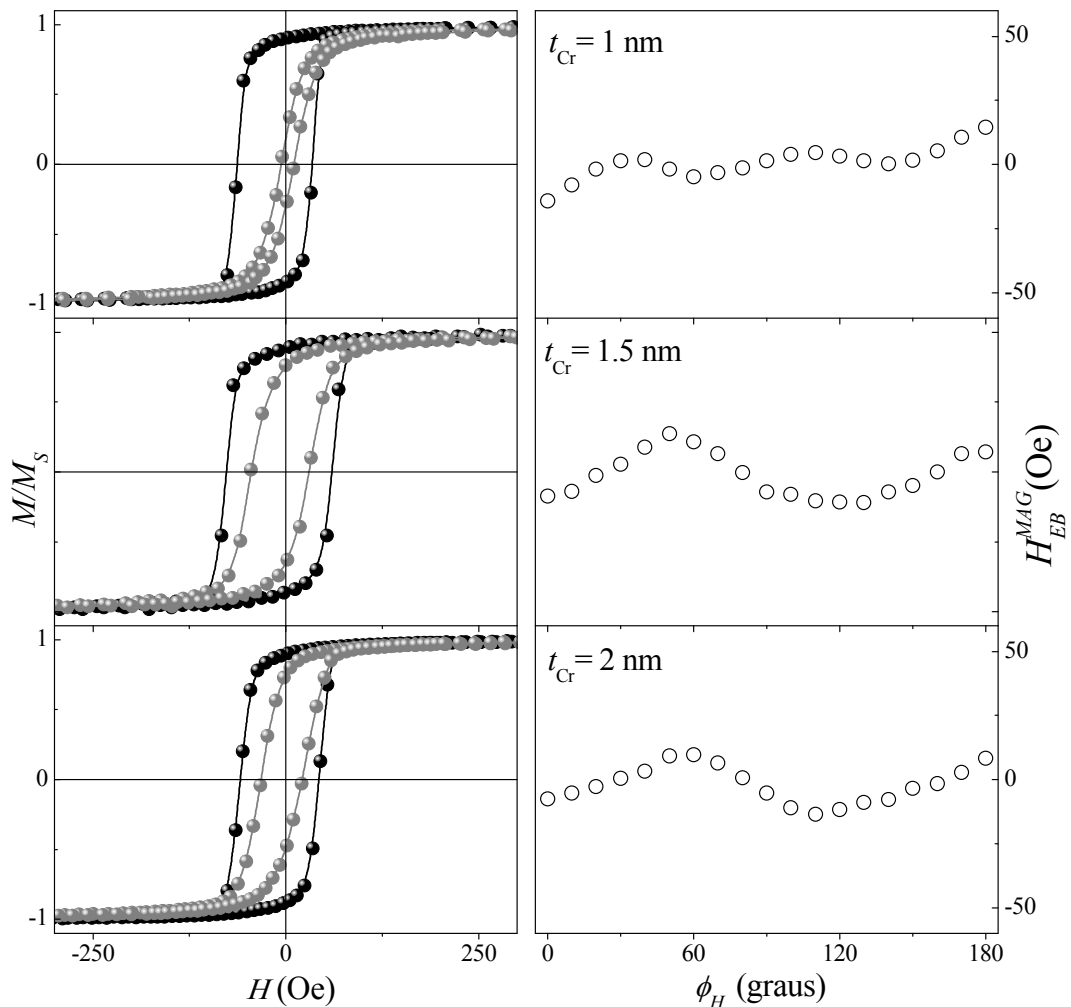


Figura 4.48: Esquerda: curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente no plano do filme com $t_{Cr} = 1, 1.5$ e 2 nm para o campo aplicado nas direções de eixo fácil (círculos pretos) e eixo duro (círculos cinzas). A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita (círculos vazados). As linhas são guias aos olhos e a escala é a mesma para todos os gráficos.

Para espessuras de $t_{Cr} > 0.75$ nm, o H_{EB} diminui com o aumento de t_{Cr} e H_C aumenta até $t_{Cr} = 1.5$ nm ($H_C = 48$ Oe e $H_{EB} = 14$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 1$ nm, e $H_C = 68$ Oe e $H_{EB} = 8$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 1.5$ nm). Com o aumento de t_{Cr} para 2 nm, H_C e H_{EB} diminuem ($H_C = 50$ Oe e $H_{EB} = 7$ Oe para $\phi_H = 0^\circ$ para a amostra com $t_{Cr} = 2$ nm). Tanto H_C como H_{EB} apresentaram uma oscilação com o aumento da camada espaçadora de cromo.

4.3.6 Caracterização magnética: FMR

O processo de medidas de ressonância ferromagnéticas foi o mesmo empregado nas amostras com espaçador de alumina, já descrito na Seção 4.2.2, utilizando a frequência de micro-ondas $\omega = 9.79$ GHz. As medidas foram realizadas a temperatura ambiente, com o campo magnético aplicado no plano dos filmes. As dimensões das amostras foram às mesmas, aproximadamente $0.3 \text{ cm} \times 0.3 \text{ cm}$. Utilizamos o programa WINEPR para aquisição de dados.

4.3.6.1 FMR: Como-feita

A Figura 4.49 apresenta o H_{res} em função de ϕ_H das amostras como-feitas para algumas espessuras de espaçador de cromo, $t_{Cr} = 0.25, 0.5$ e 0.75 nm, onde podemos observar a evolução do campo de ressonância ferromagnética com o aumento da espaçador de cromo; os valores de H_{EB}^{FMR} são extraídos dos espectros de ressonância como definimos na equação 2.7 na seção 2.3.

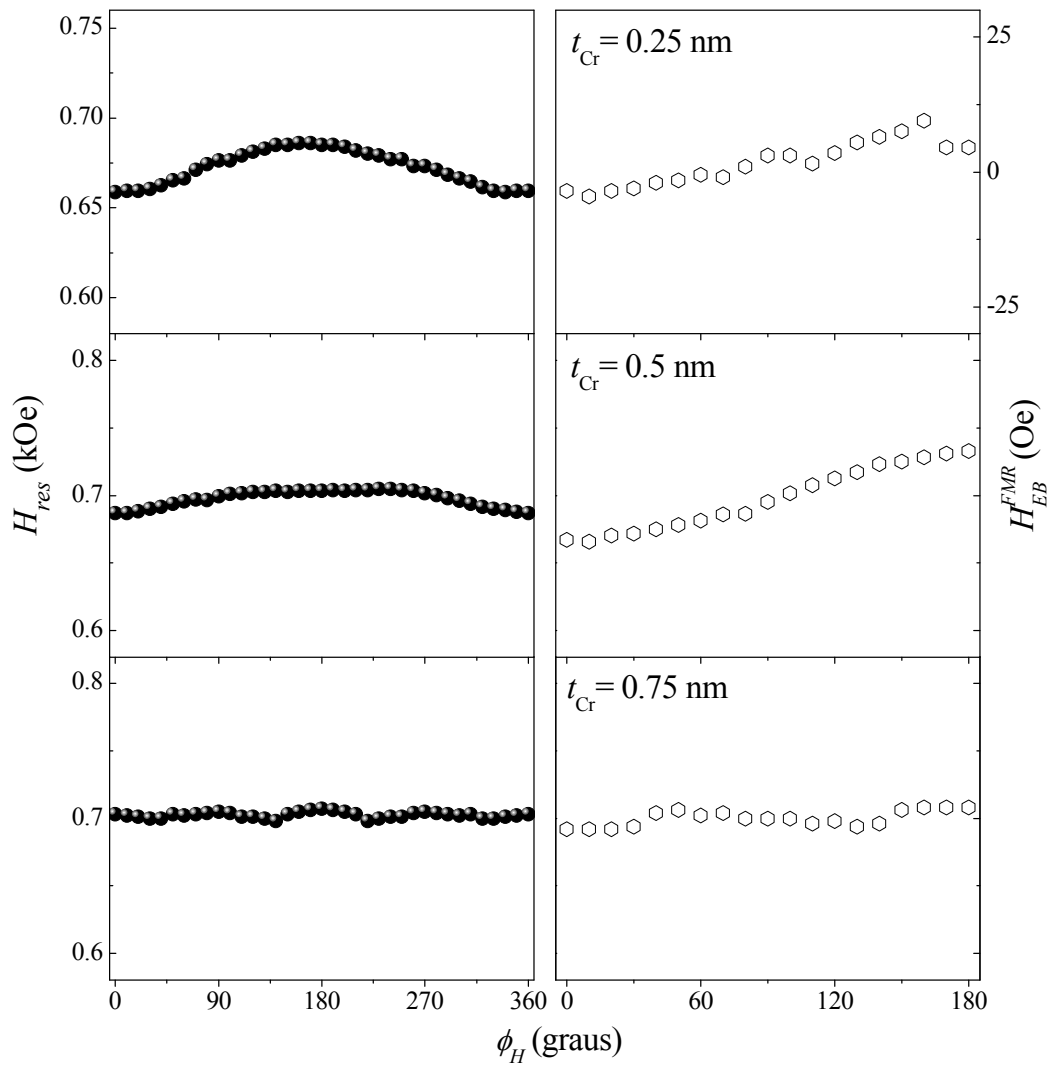


Figura 4.49: Esquerda: Campo de ressonância ferromagnética em função de ϕ_H para $t_{Cr} = 0.25, 0.5$ e 0.75 nm das amostras como-feitas. A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita.

4.3.6.2 FMR: Tratada

A Figura 4.50 apresenta o H_{res} em função de ϕ_H para as amostras tratadas com $t_{Cr} = 0.25, 0.5$ e 0.75 nm, onde podemos observar que a amplitude de H_{res} diminui com o aumento do espessor de cromo.

Em comparação com a amostra como-feita, observa-se um grande aumento na amplitude de H_{res} e no H_{EB}^{FMR} com o tratamento térmico.

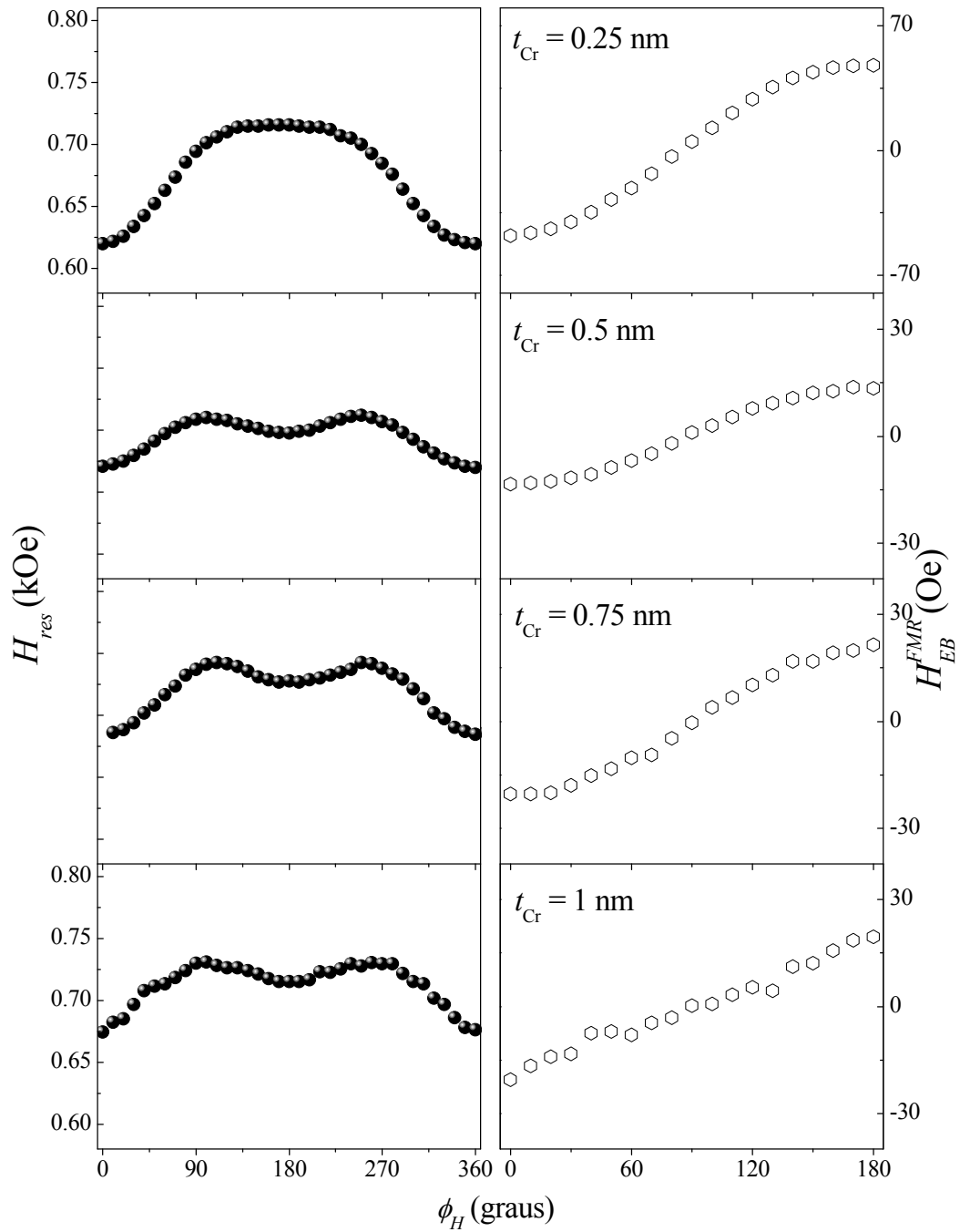


Figura 4.50 :Esquerda: Campo de ressonância ferromagnética em função de ϕ_H para $t_{Cr} = 0, 0.5$ e 0.75 nm das amostras tratadas termicamente. A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita.

A Figura 4.51 apresenta o H_{res} em função de ϕ_H para as amostras tratadas com $t_{Cr} = 1.5, 2$ e 3 nm, onde podemos observar que a amplitude de H_{res} diminui com o aumento do espaçador de cromo.

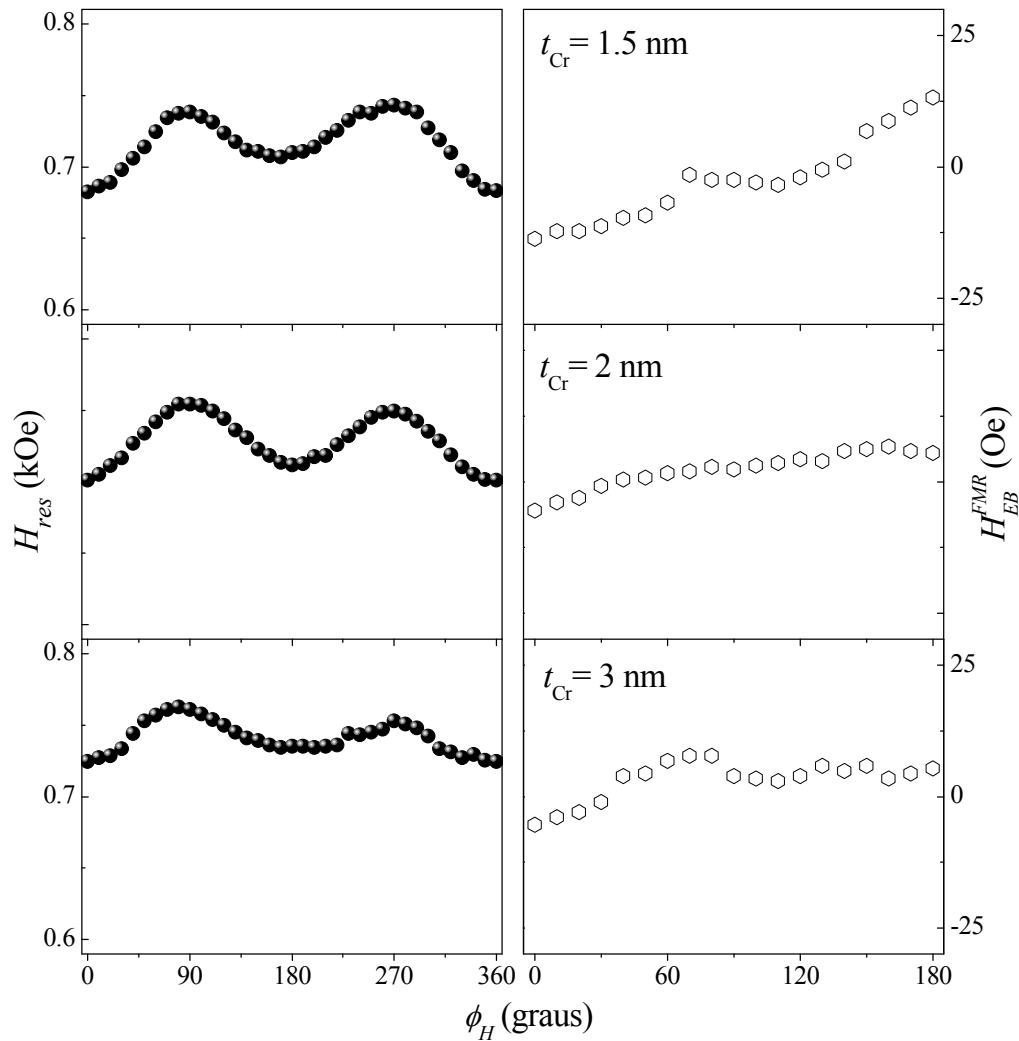


Figura 4.51 :Esquerda: Campo de ressonância ferromagnética em função de ϕ_H para $t_{Cr} = 1.5, 2$ e 3 nm das amostras tratadas termicamente. A variação angular de H_{EB} é mostrada no gráfico à direita.

4.3.6.3 Ajuste das curvas de FMR

Os ajustes de FMR foram feitos, como já mencionado, utilizando um programa que calcula as variações do campo de FMR em função do ângulo entre o campo e o eixo de fácil magnetização. Os parâmetros utilizados nas simulações são H_U , H_W , H_E , H_{RA} , M_S e ω/γ (definidos na Seção 4.1), sendo fixos os valores de $H_W = 510$ Oe, da magnetização de saturação do cobalto $M_S = 1400$ emu/cm³ e a razão $\omega/\gamma = 3.497$ kOe, utilizados em todas as simulações. Os parâmetros que melhor reproduzem as curvas experimentais encontram-se na Tabela 6. Note que os valores do H_{RA} , resultantes das simulações, são negativos. Resultados

de H_{RA} negativos, isto é, \mathbf{H}_{RA} antiparalelo ao \mathbf{H} , não foram relatados na literatura até agora; este assunto importante será discutido na próxima seção mais detalhadamente. A medida de FMR da amostra com $t_{Cr} = 3$ nm ficou muito ruidosa; por isso, a curva de H_{res} em função de ϕ_H não foi ajustada.

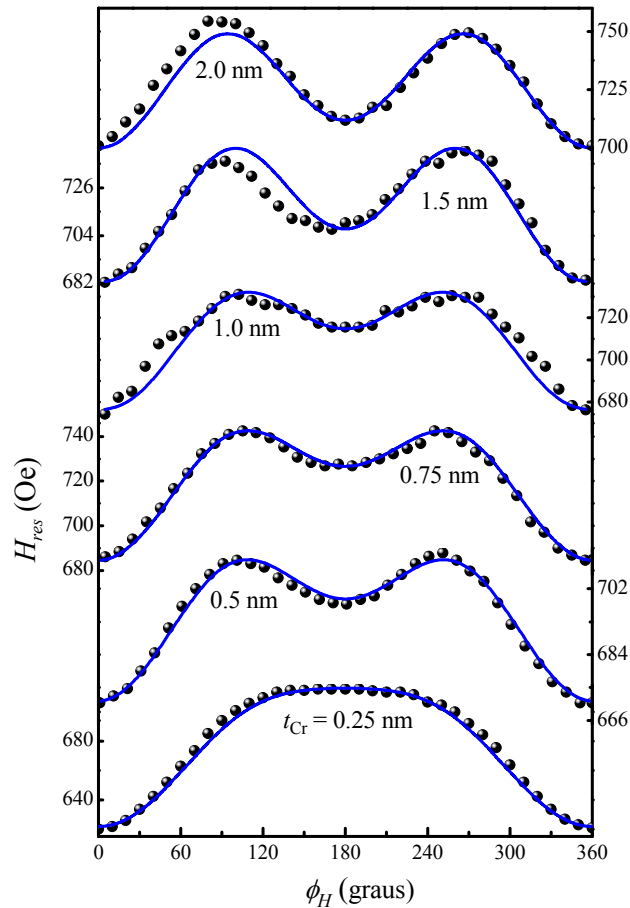


Figura 4.52: $H_{res}(\phi_H)$ dos filmes Ru/IrMn/Cr/Co/Au tratados termicamente. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas em azul correspondem às simulações.

Tabela 6: Parâmetros utilizados para o ajuste das curvas $H_{res}(\phi_H)$.

t_{Cr} (nm)	J (erg/cm ²)	H_U (Oe)	H_{RA} (Oe)
0.25	0.033±0.001	15±1	-11±1
0.5	0.009±0.001	12±1	-27±1
0.75	0.014±0.001	18±1	-53±1
1.0	0.013±0.001	18±1	-44±1
1.5	0.008±0.001	25±1	-50±1
2.0	0.004±0.001	22±1	-59±1

4.3.7 Discussões

Aqui discutimos os resultados experimentais, de magnetização e de FMR, para as amostras com espaçador de cromo mostrado na Figura 4.53(a). Observa-se que ambos os campos H_{EB}^{FMR} e H_{EB}^{MAG} medidos apresentam uma oscilação com o aumento da espessura da camada de Cr; essa oscilação é ainda mais evidenciada na dependência da coercividade com aumento da espessura.

Os bons ajustes das medidas de FMR apóiam esses resultados, e os parâmetros H_E , H_U e H_{RA} , extraídos dos ajustes, também apresentam oscilações com o aumento de t_{Cr} , como pode ser visto na Figura 4.53(b).

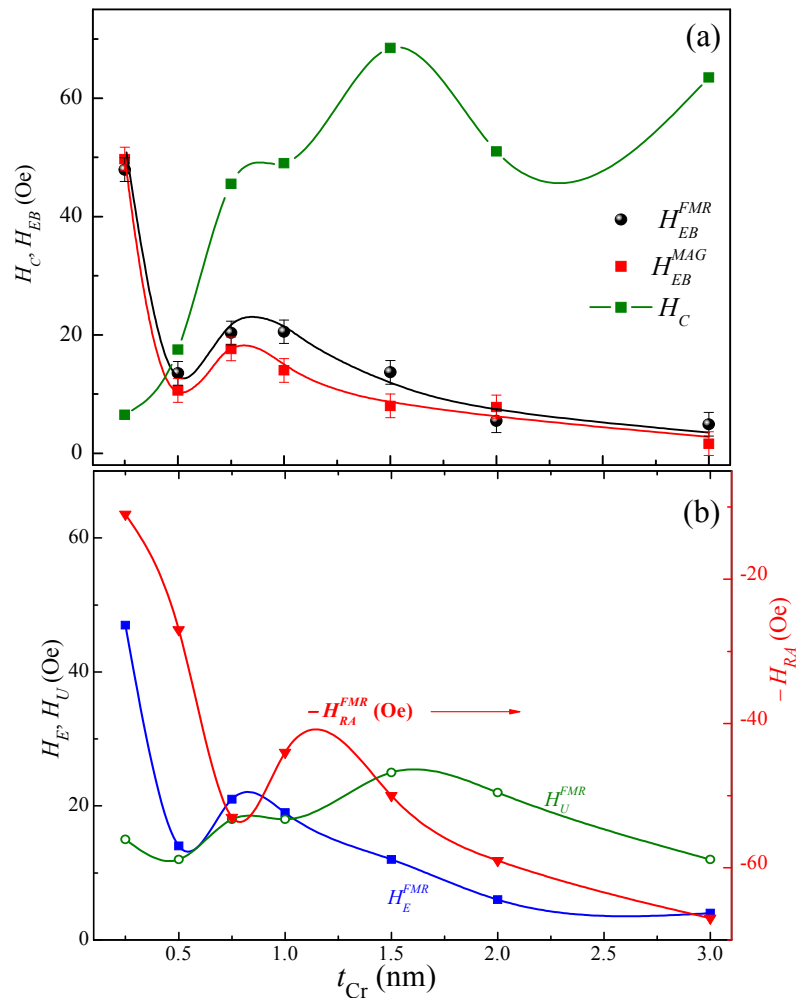


Figura 4.53: (a) Dependências de H_{EB}^{MAG} , H_{EB}^{FMR} e H_c , obtidos das curvas de histerese; (b) H_E , H_U e H_{RA} , extraídos das simulações de FMR, dos filmes IrMn/Cr/Co tratados termicamente em função de t_{Cr} .

Uma oscilação do H_E em série de filmes do tipo IrMn/ t_{Cr} /Co, produzidas por *magnetron sputtering*, onde o cromo é o material usado como espaçador, até então, nunca foi relatado na literatura para camadas de Cr completas (Mewes e colaboradores¹⁹ observaram oscilação, em função da espessura de Cr de até 0.8 nm, em cunha de FeNi/Cr/FeMn produzida por evaporação; para esta espessura, o cromo certamente não forma uma camada separadora completa). Nossos resultados diferem dos resultados recentes apresentados por Tafur e colaboradores⁸⁶ no qual um decréscimo exponencial é relatado com o aumento da espessura de Cr em tricamadas de NiO/Cr/NiFe.

Outro fato tão surpreendente e inédito quanto à oscilação é o sinal negativo do campo de anisotropia rodável obtido dos ajustes das medidas de FMR. Note que na Figura 4.53(b) a escala a direita é negativa.

O H_{RA} foi introduzido por McMichael e colaboradores⁷, para interpretar medidas de FMR em sistemas com EB, nos quais $H_{res}(\phi_H)$ apresenta um deslocamento isotrópico. Esse deslocamento, foi atribuído ao acoplamento de momentos interfaciais não-compensados da camada AFM, reversíveis, com os FM adjacentes; este acoplamento é ‘sentido’ pela camada FM como um campo uniaxial adicional ao campo externo, possuindo um eixo de simetria paralelo ao campo aplicado.

Curvas H_{res} versus ϕ_H para um sistema desacoplado de NiO/Ta/Py e outro, acoplado, NiO/Py, podem ser vistas na Figura 4.54(a), retiradas do artigo original de McMichael⁷, onde é mostrado que, no caso do sistema acoplado NiO/Py, as curvas de H_{res} versus ϕ_H encontram-se deslocadas para baixo em relação ao caso de sistemas desacoplados sem a influencia do H_{RA} . Normalmente, o valor de H_{RA} é subtraído da curva simulada (a qual melhor reproduz em a forma da curva experimental), faltando apenas deslocar a curva para baixo como ilustrado na Figura 4.54(b), curva azul tracejada.

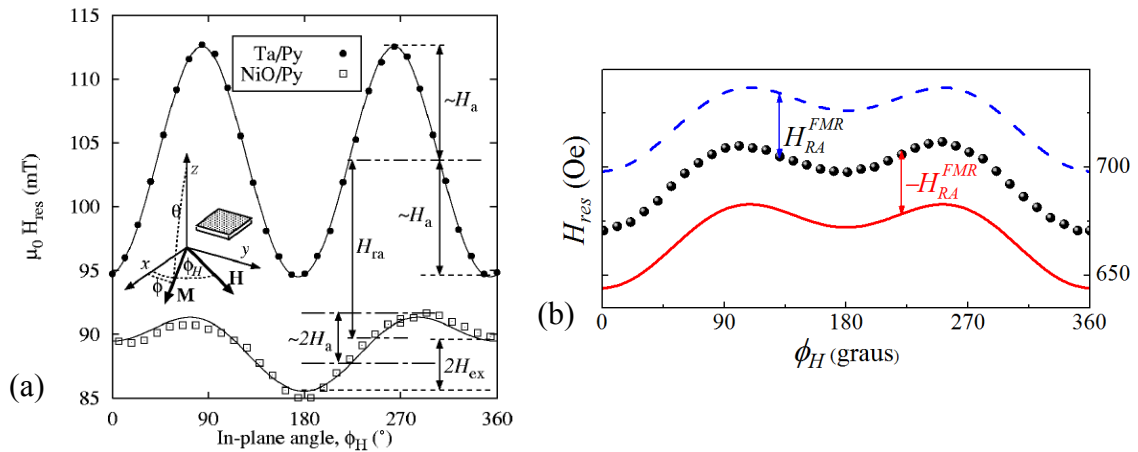


Figura 4.54: (a) H_{res} versus ϕ_H do sistema desacoplado NiO/Ta/Py e acoplado NiO/Py, sendo os símbolos os dados experimentais e as linhas os ajustes de FMR; as setas acentuam como obter H_{RA} comparando entre o caso acoplado e não-acoplado; figura retirada de referencia [7]. (b) H_{res} versus ϕ_H experimental da nossa amostra com $t_{Cr} = 0.75$ nm, onde os símbolos são os valores experimentais; a linha cheia é o nosso ajuste e a linha tracejada ilustra como deveria ser o caso clássico, antes da última etapa de ajuste, a de estimar o valor de H_{RA} .

Nosso sistema IrMn/Co com espaçador de Cr apresentou as curvas simuladas que reproduzem bem a forma das curvas experimentais deslocadas para baixos como demonstrado na Figura 4.54(b) para $t_{Cr} = 0.75$ nm, diferentemente de todos os sistemas até então relatados e dos resultados obtidos com espaçadores de Cu e Al_2O_3 , onde o valor de H_{RA} foi obtido deslocando a curva para baixo. Neste caso, em vez de ser um campo adicional, H_{RA} é um campo que deve ser subtraído indicando que este campo efetivo, para o espaçador de cromo, está antiparalelo ao campo aplicado.

Observa-se que o módulo de H_{RA} , obtido dos ajustes, aumenta com o a espessura de Cr, sugerindo que esta camada seja responsável pelo H_{RA} e não a camada AFM de IrMn.

Temos um quadro complexo, onde se observa uma oscilação de todos os parâmetros experimentais ou de modelamento em função do aumento da espessura do cromo.

A oscilação do acoplamento poderia ser como esta calculada por Bruno e Chappert⁷⁹ (ver Figura 4.55) para o caso de uma camada espaçadora, de um material metálico não-magnético, depositada entre duas camadas ferromagnéticas; os autores previram um forte acoplamento oscilatório de curto período ou um fraco acoplamento com longo período dependente da rugosidade interfacial.

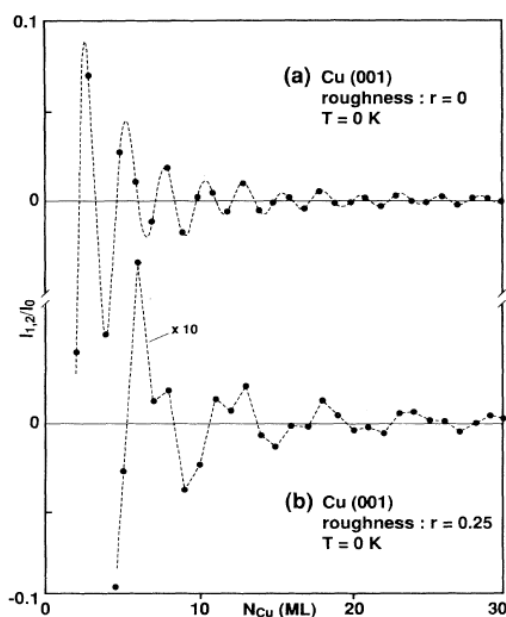


Figura 4.55: Acoplamento oscilatório entre camadas ferromagnéticas através de uma intercamada de Cu(001) calculados (a) para o caso de rugosidade zero e (b) rugosidade $r = 0.25$. Figura retirada da referência [79].

Tendo em vista o número relativamente pequeno de amostras com diferentes espessuras de Cr e os resultados de Bruno e Chappert, não podemos ter certeza sobre a exata forma da oscilação do acoplamento em função desta espessura, i.e., esta como poderia ser de outro tipo de oscilação; o resultado importante é que nosso estudo mostra uma oscilação; entretanto, apesar das diversas técnicas de caracterização estrutural e magnética que foram aqui empregadas, por enquanto não somos capazes de apontar com toda certeza a origem dessa oscilação.

Resultados preliminares, obtidos pelas técnicas de espectroscopia de alta resolução da borda de absorção (XANES) e de espectroscopia de estrutura fina estendida de absorção de Raios-X (EXAFS) feitos no Laboratório Nacional de Luz Síncroton, indicam interdifusão tanto entre as camadas de IrMn e Cr como entre as de Cr e Co; no entanto, uma boa análise desses resultados e sua interpretação adequada vão muito além dos objetivos desta tese.

As imagens de transmissão confirmam a interdifusão da camada de Cr; no entanto, não é possível diferenciar se esta é entre Co e Cr ou entre Cr e IrMn, ou ambas.

Para tentar explicar a origem dessa oscilação com as ferramentas acima citadas, deverão ser adotados novos procedimentos que envolvem outros sistemas assim com desenvolver modelos adequados.

Em resumo, foi observado que a serie de IrMn/Cr/Co apresenta um comportamento oscilatório das grandezas H_{EB}^{FMR} , H_{EB}^{MAG} e H_C , em função da espessura da camada de cromo, bastante peculiar. O valor de H_{RA} obtido a partir das simulações de FMR deve ser considerado com sinal oposto ao do caso clássico acima citado, indicando que \mathbf{H}_{RA} é antiparalelo ao campo externo aplicado. Ainda observa-se, em geral, um aumento de H_{RA} com t_{Cr} , sugerindo que, nestas amostras, esse campo tem uma grande contribuição proveniente da camada de Cr (antiferromagneto fraco). A origem da oscilação ainda não está completamente compreendida. Este comportamento poderia ser atribuído as interações entre os elementos que compõem o sistema (Ir, Mn, Cr e Co) assim como a rugosidade interfacial, entre outros.

5 Conclusões

Neste trabalho foi estudado o comportamento magnético de filmes de IrMn/Al₂O₃/Co e IrMn/Cr/Co, depositados por *Magnetron Sputtering*, que apresentam o fenômeno de EB, visando analisar a intensidade de interação entre as camadas antiferromagnética de IrMn e ferromagnéticas de Co, através dos espaçadores de Al₂O₃ (material isolante, não-magnético), ou Cr (um material antiferromagnético com anisotropia fraca) e seu efeito no comportamento magnético do sistema. Os filmes receberam tratamentos térmicos na presença de campo magnético a fim de maximizar o efeito de *exchange bias*. A intensidade de interação entre as camadas AFM/FM através dos espaçadores de Al₂O₃ ou Cr, assim como os respectivos parâmetros de anisotropia, foram analisados em função da espessura do espaçador. A interpretação dos resultados foi feita comparando os dados experimentais obtidos via medidas de curvas de magnetização (MAG) e de ressonância ferromagnética (FMR), e as respectivas simulações de FMR utilizando um modelo fenomenológico, assim como a caracterização estrutural através de imagens de microscopia eletrônica de transmissão, difratometria e refletividade de raios-X.

A seguir, são destacados os principais resultados deste trabalho.

- ◆ Mostramos, através de dois modelos fenomenológicos e de um simples experimento, a importância de considerarmos a distribuição dos eixos fáceis e da anisotropia uniaxial do material ferromagnético na análise de sistemas que apresentam EB. Negligenciar estes fatores pode ser a causa, ou pelo menos parte, das grandes discrepâncias relatadas na maioria dos trabalhos experimentais, referente à avaliação da interação FM/AFM obtida por meio de diferentes técnicas de caracterização.
- ◆ Também mostramos que, mesmo quando o modelo descreve corretamente uma bicamada com EB, nenhuma das técnicas convencionais de medidas, reversíveis ou irreversíveis, aplicadas à mesma amostra, é capaz de distinguir entre os campos de acoplamento de troca e de anisotropia AFM se a razão entre estes for suficientemente alta ou baixa. Demonstramos ainda que os valores de J_E podem ser determinados a partir da variação da coercividade H_C com t_{AFM} .
- ◆ Os resultados experimentais (MAG e FMR) das tricamadas IrMn/Al₂O₃/Co mostram que a intensidade do acoplamento IrMn/Co diminui exponencialmente com o aumento

de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$, sendo uma supressão muito abrupta, com comprimento de decaimento pelo menos quatro vezes menor que os valores anteriormente relatados. Estes resultados foram explicados em termos da perda muito rápida do contato direto entre as camadas AFM e FM com o aumento da $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ através de *pinholes*.

- ◆ A serie de IrMn/Cr/Co apresenta um comportamento oscilatório das grandezas H_{EB}^{FMR} , H_{EB}^{MAG} e H_C , em função da espessura da camada de cromo, bastante peculiar.
- ◆ O valor de H_{RA} , obtido a partir das simulações de FMR, tem sinal oposto ao do caso clássico, indicando que \mathbf{H}_{RA} é antiparalelo ao campo externo aplicado. Ainda observa-se, em geral, um aumento de H_{RA} (em módulo) com t_{Cr} , sugerindo que, nestas amostras, esse campo tem uma grande contribuição proveniente da camada de Cr (antiferromagneto fraco). Este comportamento poderia ser atribuído às interações entre os elementos que compõem o sistema (Ir, Mn, Cr e Co) assim como a rugosidade interfacial, entre outros.

Como consequência deste trabalho, quatro artigos foram publicados e um manuscrito foi submetido para publicação. Há ainda um manuscrito que se encontra em fase de elaboração.

Os artigos acima citados são:

1. J. Geshev, S. Nicolodi, L. G. Pereira, J. E. Schmidt, V. Skumryev, S. Suriñach, and M. D. Baró, “Impact of magnetization easy-axis distributions on the ferromagnet-antiferromagnet exchange-coupling estimation” *Physical Review B*, v. 77, p.132407, 2008.
2. J. Geshev, S. Nicolodi, R. B. Da Silva, J. Nogués, V. Skumryev, and M. D. Baró, “Discrimination between coupling and anisotropy fields in exchange-biased bilayers. *Journal of Applied Physics*,” v. 105, p. 053903, 2009.
3. J. Geshev, T. Dias, S. Nicolodi, R. Cichelero, A. Harres, J. J. S. Acuña, L. G. Pereira, J. E. Schmidt, C. Deranlot and F. Petroff. “Role of the uncompensated interface spins in polycrystalline exchange-biased systems,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 44, p. 095002, 2011.

4. A. Harres, S. Nicolodi, L. G. Pereira, J. E. Schmidt, A. D. C. Viegas, and J. Geshev. “Effect of short-duration annealing on the exchange bias in IrMn/Co films,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 323, p. 2398-2402, 2011.

5. S. Nicolodi, A. Harres, L. G. Pereira, J. E. Schmidt, M. A. Sousa, F. Pelegrini, A. D. C. Viegas, C. Deranlot, F. Petroff and J. Geshev. “Abrupt suppression of the exchange bias across a non-magnetic insulator spacer,” *Journal of Applied Physics*, submetido em março de 2011.

Referências

- ¹ MEIKLEJOHN, W. H., and BEAN, C. P., New magnetic anisotropy. **Physical Review**, v. 102, p. 1413-1414, 1956.
- ² MEIKLEJOHN, W. H., and BEAN, C. P., New magnetic anisotropy. **Physical Review**, v. 105, p. 904, 1957.
- ³ MEIKLEJOHN, W. H., Exchange anisotropy - a review. **Journal of Applied Physics**, v. 33, p. 1328-1335, 1962.
- ⁴ XI, H., WHITE, R. M., and REZENDE, S. M., Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy. **Physical Review B**, v.60, p. 14837-14840, 1999.
- ⁵ RODRÍGUES-SUÁREZ., R. L., VILELA LEÃO, L. H., AGUIAR, de F. M., REZENDE, S. M., and AZEVEDO, A., Exchange anisotropy determined by magnetic field dependence of ac susceptibility. **Journal of Applied Physics**, v. 94, p. 4544-4550, 2003.
- ⁶ STRÖM, V., JÖNSSON, B. J., DAHLBERG, E. D., and RAO, K. V., Determination of exchange anisotropy by means of ac susceptometry in Co/CoO bilayers. **Journal of Applied Physics**, v. 81, p. 5003-5005, 1997.
- ⁷ MCMICHAEL, R. D., STILES, M.D., CHEN, P. J., and EGELHOF, W. F. JR., Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni₈₀Fe₂₀. **Physical Review B**, v. 58, n. 13, p. 8605-8612, 1998.
- ⁸ DAHLBERG, E. D., MILLER, B., HILL, B., JONSSON, B. J., STROM, V., RAO, K. V., NOGUES, J., and SCHULLER, I. K., Measurements of the ferromagnetic/antiferromagnetic interfacial exchange energy in CO/CoO and Fe/FeF₂ layers (invited). **Journal of Applied Physics**, v. 83, p. 6893-6895, 1998.
- ⁹ MILTÉNYI, P., GRUYTERS, M., and GÜNTHERODT, D., Spin waves in exchange-biased Fe/FeF₂. **Physical Review B**, v. 59, n. 6, p. 3333-3336, 1999.
- ¹⁰ FERMIN, J. R., LUCENA, M. A., AZEVEDO, A., AGUIAR, F. M., and REZENDE, S. M., Measurements of exchange anisotropy in NiFe/NiO films with different techniques. **Journal of Applied Physics**, v. 87, p. 6421-6423, 2000.
- ¹¹ GESHEV, J., PEREIRA, L. G. and SCHMIDT, J. E., Angular dependence of the exchange bias obtained from magnetization and ferromagnetic resonance measurements in exchange-coupled bilayers. **Physical Review B**, v. 64, p. 184411, 2001.

-
- ¹² MILLER, B. H. and DAHLBERG, E. DAN., Use of the anisotropic magnetoresistance to measure exchange anisotropy in Co/CoO bilayers. **Applied Physics Letters**, v. 69, p. 3932-3934, 1996.
- ¹³ GESHEV, J., Analytical solutions for exchange bias and coercivity ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers. **Physical Review B**, v. 62, n. 9, p. 5627-5633, 2000.
- ¹⁴ GESHEV, J., NICOLODI, S., PEREIRA, L. G., SCHMIDT, J. E., SKUMRYEV, V., SURIÑACH, S., and BARÓ, M. D., Impact of magnetization easy-axis distributions on the ferromagnet antiferromagnet exchange-coupling estimation. **Physical Review B**, v. 77, p.132407, 2008.
- ¹⁵ FERMIN, J. R., LUCENA, M. A., AZEVEDO, A., DE AGUIAR, F. M., and REZENDE, S. M., Measurements of exchange anisotropy in NiFe/NiO films with different techniques. **Journal of Applied Physics**, v. 87, p. 6421, 2000.
- ¹⁶ THOMAS, L., KELLOCK, A. J., and PARKIN, S. S. P., On the exchange biasing through a nonmagnetic spacer layer. **Journal of Applied Physics**. Woodbury, v. 87, p. 5061-5063, 2000.
- ¹⁷ GOKEMEIJER, J. N., AMBROSE, T., and CHIEN, C. L., Long-Range Exchange Bias across a Spacer Layers. **Physics Review Letters**. v. 79, p. 4270-4273, 1997.
- ¹⁸ THOMAS, L., KELLOCK, A. J., and PARKIN, S. S. P., On the exchange biasing through a nonmagnetic spacer layer. **Journal of Applied Physics**, v. 87, p. 5061-5063, 2000.
- ¹⁹ MEWES, T., ROOS, B. F. P., DEMOKRITOV, S. O. and HILLEBRANDS, B., Oscillatory exchange bias effect in FeNi/Cu/FeMn and FeNi/Cr/FeMn trilayer systems. **Journal of Applied Physics**, v.87, p. 5064, 2000.
- ²⁰ GOKEMEIJER, J. N., AMBROSE, T., and CHIEN, C. L., Long-Range Exchange Bias across a Spacer Layers. **Physical Review Letters**. v. 79, p. 4270-4273, 1997.
- ²¹ LIN, M.-T., HO, C. H., CHANG, C.-R., and YAO, Y. D., Thermally assisted oscillatory interlayer exchange bias coupling. **Physical Review B**, v.63, p. 100404(R), 2001.
- ²² GARCIA, F., SORT, J., RODMACQ, B., AUFFRET, S., DIENY, B., Large anomalous enhancement of perpendicular exchange bias by introduction of a nonmagnetic spacer between the ferromagnetic and antiferromagnetic layers. **Applied Physics Letters**, v. 83, p. 3537, 2003.
- ²³ LIU, Y. H., CAI, J. W., HE, S. L., Large perpendicular exchange bias in IrMn/CoFe/[Pt/Co] multilayers grown on a Ta/Pt buffer layer. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 42, p. 115002, 2009.

-
- ²⁴ SLONCZEWSKI, J. C., Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. **Physical Review B**, v. 39, p. 6995, 1989.
- ²⁵ BRUNO, P., Theory of interlayer magnetic coupling. **Physical Review B**, v. 52, p. 411, 1995.
- ²⁶ GAREEV, R. R., BÄURGLER, D. E., BUCHMEIER, M., SCHREIBER R., and GRÄUNBERG, P., Very strong interlayer exchange coupling in epitaxial Fe/Fe_{1-x}Si_x/Fe trilayers ($x=0.4-1.0$). **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 240, p. 237, 2002.
- ²⁷ FAURE-VINCENT, J., TIUSAN, C., BELLOUARD, C., POPOVA, E., HEHN, M., MONTAIGNE, F., and SCHUHL, A., Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling. **Physical Review Letters**, v. 89, p. 107206, 2002.
- ²⁸ PAUL, A., BÜRGLER, D. E., LUYSBERG, M., and GRÜNBERG, P., Enhanced exchange bias due to an ultra-thin, non magnetic insulator spacer layer. **Euromphysics Letters**, 68:233, 2004.
- ²⁹ NICOLODI, S., NAGAMINE, L. C. C. M., VIEGAS, A. D. C., SCHMIDT, J. E., PEREIRA, L. G., DERANLOT, C., PETROFF, F., and GESHEV, J., Copper spacer thickness dependence of the exchange bias in IrMn/Cu/Co ultrathin films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 316, e97 2007.
- ³⁰ NOGUES, J., SORT, J., LANGLAIS, V., SKUMRYEV, V., SURINACH, S., MUNOZ, J. S., BARÓ, M. D., Exchange bias in nanostructures. **Physics Reports**, v. 422, p. 65, 2005.
- ³¹ RADU, F., ZABEL, H., Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures. Em Magnetic Heterostructures; **Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport**. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- ³² KIWI, M., Exchange bias theory. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 234, p 584, 2001.
- ³³ KOUVEL, J. S., and GRAHAM, JR. C. D., Exchange anisotropy in disordered Ni₃Mn. **Journal of Applied Physics**, v30:S312, 1959.
- ³⁴ NOGUÉS, J., SCHULLER, I., Exchange bias. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 192, p. 203, 1999.
- ³⁵ PARKIN, S. S. P. , SPERIOSU, V. S., In: FALICOV, L. M., MEJÍA-LIRA, F., MORÁN-LOPÉZ, J. L. (Eds.), **Magnetic Properties of Low Dimensional Systems II**, Springer, Berlin, p. 110, 1990..

-
- ³⁶ LEIGHTON, C., FITZSIMMONS, M. R., HOFFMANN, A., DURA, J., MAJKRZAK, C. F., LUND, M. S., SCHULLER, I. K., Nanostructures and the Proximity Effect. **Physical Review B**, v. 65, p. 064403, 2002.
- ³⁷ DIMITROV, D. V., ZHANG, S., XIAO, J. Q., HADJIPANAYIS, G. C., PRADOS, C., Effect of exchange interactions at antiferromagnetic/ferromagnetic interfaces on exchange bias and coercivity. **Physical Review B**, v. 58, p. 2090, 1998.
- ³⁸ ZHUO, S. M., LIU, K., CHIEN, C. L., Dependence of exchange coupling in permalloy/Cr₈₂Al₁₈ bilayers on the constituent layer thickness. **Journal of Applied Physics**, v. 87, p. 6659, 2000.
- ³⁹ STILES, M. D., MCMICHAEL, R. D., Coercivity in exchange-bias bilayers. **Physical Review B**, v. 63, p. 064405, 2001.
- ⁴⁰ ZHANG, S., DIMITROV, D. V., HADJIPANAYIS, G. C., CAI, J. W., CHIEN, C. L., Coercivity induced by random field at ferromagnetic and antiferromagnetic interfaces. **Journal of Magnetism Magnetic Materials**, v. 468, p. 198–199, 1999.
- ⁴¹ SEU, K. A., HUANG, H., LESOINE, J. F., SHOWMAN, H. D., EGELHOFF, W. F., and GAN, L., REILLY, A. C., Co layer thickness dependence of exchange biasing for IrMn/Co and FeMn/Co, **Journal of Applied Physics**, v. 93, n. 10, p.1-3, 2003.
- ⁴² BERKOWITZ, A., and TAKANO, K., Exchange anisotropy — a review **Journal Magnetism Magnetic Materials**, v. 200, p. 552, 1999.
- ⁴³ JUNGBLUT, R., COEHOORN, R., JOHNSON, M. T., AAN, J., DE STEGGE, and REINDERS, A., Orientational dependence of the exchange biasing in molecularbeam- epitaxy-grown Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers. **Journal of Applied Physics**, v. 75, p. 6659, 1994.
- ⁴⁴ ALI, M., MARROWS, C. H., AL-JAWAD, M., HICKEY, B. J., MISRA, A., NOWAK, U., and USADEL, K. D., Antiferromagnetic layer thickness dependence of the IrMn/Co exchange-bias system. **Physical Review B**, v. 68, p. 214420, 2003.
- ⁴⁵ XI, H., and WHITE, R. M., Antiferromagnetic thickness dependence of exchange biasing **Physical Review B**, v. 61, p.80, 2000.
- ⁴⁶ LUND, M. S., MACEDO, W. A. A., LIU, K., NOGUÉS, J., SCHULLER, I. K., LEIGHTON, C., Effect of anisotropy on the critical antiferromagnet thickness in exchange-biased bilayers **Physical Review B**, v. 66, p. 054422, 2002.

-
- ⁴⁷ VAN DER ZAAG, P. J., IJIRI, Y., BORCHERS, J. A., FEINER, L. F., WOLF, R. M., GAINES, J. M., ERWIN, R.W., VERHEIJEN, M. A., Difference between Blocking and Néel Temperatures in the Exchange Biased Fe₃O₄/CoO System. **Physical Review Letters**, v. 84, p. 6102, 2000.
- ⁴⁸ DAI, B., CAI, J. W., LAI, W. Y., Structural and magnetic properties of NiFe/NiMn bilayers with different seed and cap layers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 257, p. 190, 2003.
- ⁴⁹ MAO, S., AMIN, N., MURDOCK, E., Temperature dependence of giant magnetoresistance properties of NiMn pinned spin valves. **Journal Applied Physics**, v. 83, p. 6807, 1998.
- ⁵⁰ PACCARD, D. et al., A new property of ferromagnetic-antiferromagnetic coupling. **Physical Status Solidis**, v. 16, p. 301, 1966.
- ⁵¹ BINEK, C., Training of the exchange-bias effect: A simple analytic approach. **Physical Review B**, v. 70, p. 014421, 2004.
- ⁵² HOFFMANN, A., Symmetry Driven Irreversibilities at Ferromagnetic-Antiferromagnetic Interfaces. **Physical Review Letters**, v. 93, p. 097203, 2004.
- ⁵³ BITERNAS, A. G.; NOWAK, U.; CHANTRELL, R. W., Training effect of exchange bias bilayers within the domain state model. **Physical Review B**, v. 80, p. 134419, 2009.
- ⁵⁴ FERNANDEZ-OUTON, L. et al., Thermal instabilities in exchange biased materials. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 303, p. 296, 2006.
- ⁵⁵ HOFFMANN, A., Symmetry driven irreversibilities at ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. **Physical Review Letters**, v. 93, p. 097203, 2004.
- ⁵⁶ SCHLENKER, C., PACCARD, D., **Journal de Physique (France)**, v.28, p. 611, 1967.
- ⁵⁷ PRADOS, C., PINA, E., HERNANDO, A., MONTONE, A., Reversal of exchange bias in nanocrystalline antiferromagnetic-ferromagnetic bilayers. **Journal Physics: Condense Matter** 14 (2002) 10063.
- ⁵⁸ ALI, M., MARROWS, C. H., and HICKEY, B. J., Onset of exchange bias in ultrathin antiferromagnetic layers. **Physical Review B**, v. 67, p. 172405, 2003.
- ⁵⁹ FUJIWARA, H., ZHANG, K., KAI, T., ZHAO, T., Effect of direct exchange coupling between antiferromagnetic grains on magnetic behavior of ferro/antiferromagnetic exchange coupled polycrystalline layer systems. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 235, p. 319, 2001.

-
- ⁶⁰ TAKAHASHI, M. et al., A study of exchange anisotropy in Co-CoO evaporated thin films. **Japanese Journal of Applied Physics**, v. 19, p. 1093, 1980.
- ⁶¹ MARCH, N.; LAMBIN, P.; HERMAN, F., Cooperative magnetic-properties in singlephase and 2-phase 3d metallic alloys relevant to exchange and magnetocrystalline anisotropy. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 44, p. 1, 1984.
- ⁶² KOUVEL, J., A ferromagnetic-antiferromagnetic model for copper-manganese and related alloys. **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, v. 24, p. 795, 1963.
- ⁶³ BERKOWITZ, A. E.; GREINER, J. H., Exchange anisotropy and strain interactions in the Ni-NiO system. **Journal of Applied Physics**, v. 36, p. 3330, 1965.
- ⁶⁴ MORAN, T. J.; GALLEGO, J. M.; SCHULLER, I. K., Increased exchange anisotropy due to disorder at permalloy/CoO interfaces. **Journal of Applied Physics**, v. 78, p. 1887, 1995.
- ⁶⁵ O'GRADY, K.; FERNANDEZ-OUTON, L.; VALLEJO-FERNANDEZ, G., A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 322, p. 883, 2010.
- ⁶⁶ NÉEL, L., Ferro-antiferromagnetic coupling in thin layers. **Annals of Physics**. Paris, v. 2, p. 61-80, 1967.
- ⁶⁷ FULCOMER, E.; CHARAP, S. H. Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling. **Journal of Applied Physics**, v. 43, n. 10, p. 4190, 1972.
- ⁶⁸ MOLOZEMOFF, A.P., Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic. **Physical Review B**, v. 35, p. 3679-3682, 1987.
- ⁶⁹ MAURI, D., SIEGMANN, H. C.; BAGUS, P. S., KAY, E., Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. **Journal of Applied Physics**, v. 62, n. 3047-3049, 1987.
- ⁷⁰ KOON, N. C., Calculations of Exchange Bias in Thin Films with ferromagnetic/antiferromagnetic. **Physical Review Letters**. v. 78, p. 4865-4868, 1997.
- ⁷¹ SCHULTHESS, T. C., BUTLER, W. H., Coupling mechanisms in exchange biased films .invited. **Journal of Applied Physics**, v. 85, p. 5510- 5515, 1999.
- ⁷² KIWI, M. MEJÍA-LÓPEZ, J., PORTUGAL, R. P., RAMÍREZ, R., Exchange bias model for Fe/FeF₂: Role of domains in the ferromagnet. **Euophy Letters**. v. 48, p. 573-579, 1999.

-
- ⁷³ STILES, M. D. and MCMICHAEL, R. D., Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnetic-antiferromagnetic bilayers. **Physical Review B**, v. 59, p. 3722, 1999.
- ⁷⁴ NOWAK, U. and USADEL, K. D., Domain state model for exchange bias. I. Theory. **Physical Review B**, v. 66, p. 014430, 2002.
- ⁷⁵ KIM, J. V.; STAMPS, R. L., Hysteresis from antiferromagnet domain-wall processes in exchange-biased systems: Magnetic defects and thermal effects. **Physical Review B**, v. 71, p. 094405, 2005.
- ⁷⁶ GESHEV, J., Analytical solutions for exchange bias and coercivity ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers. **Physical Review B**, v. 62, n. 9, p. 5627-5633, 2000.
- ⁷⁷ GRUNBERG, P., SCHREIBER, R., PANG, Y., BRODSKY, M. B., and SOWERS, H., Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers **Physical Review Letters**, v. 57, p. 2442, 1986.
- ⁷⁸ NÉEL, L., *Compt. Rendus* **255**, 271 (1962); **255**, 1676 (1962).
- ⁷⁹ BRUNO P. and CHAPPERT C., Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer. **Physical Review Letters**, v. 67, p. 1602, 1991.
- ⁸⁰ GRUYTERS, M., GIERLINGS, M., and RIEGEL, D., Rapid suppression of exchange bias across thin Au spacer layers. **Physical Review B**, v. 64, p. 132401, 2001.
- ⁸¹ WANG, J., WANG, W. N., CHEN, X., ZHAO, H. W., ZHAO, J. G., and ZHAN, W. SH., The effect of the interlayer on the exchange bias in FeMn/Cu/Co system. **Journal of Applied Physics**, v. 91, p. 7236, 2002.
- ⁸² YOO, Y. G., MIN, S. G., and YU, S. C., Influence of spacer layer in exchange coupled NiFe/Cu/IrMn trilayer structure. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 304, p. e718, 2006.
- ⁸³ GESHEV, J., NICOLODI, S., PEREIRA, L. G., NAGAMINE, L. C. C. M., SCHMIDT, J. E., DERANLOT, C., PETROFF, F., RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L. and AZEVEDO, A., Exchange bias through a Cu interlayer in an IrMn/Co system. **Physical Review B**, v. 75, p. 214402, 2007.
- ⁸⁴ GIERLINGS, M., PRANDOLINI, M. J., GRUYTERS, M., FUNK, T., RIEGEL D., and BREWER, W. D., A study of the induced magnetism in the Au spacer layer of Co/Au/CoO exchange bias trilayers and related systems. **The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems**, 45:137, 2005.

-
- ⁸⁵ LI, M. H., YU, G. H., ZHU, F. W., ZENG, D. C., and LAI, W. Y., Influence of metal spacer on the properties and microstructure of multilayer films and analyses. **Thin Solid Films**, 516:2058, 2008.
- ⁸⁶ TAFUR, M., ALAYO, W., XING, Y. T., BAGGIO-SAITOVITCH, E., and NASCIMENTO V. P., LONG-RANGE interaction and induced spin polarization in the spacer of the NiO/Cu/NiFe and NiO/Cr/NiFe trilayers **Journal Physics D: Applied Physics** **42**, 135001 (2009).
- ⁸⁷ NICOLODI, S., Exchange Bias em Filmes de IrMn/Cu/Co. **Dissertação de Mestrado**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2007.
- ⁸⁸ FLANDERS, P. J., An alternating-gradient magnetometer (invited). **Journal of Applied Physics**, v. 63, n. 8, p. 3940, 1988.
- ⁸⁹ REZENDE, S. M., Ressonância Ferromagnética e Ondas de Spin, **II Escola Brasileira de Magnetismo**, 1999.
- ⁹⁰ SMIT, J. and BELJER, H. G., Ferromagnetic Resonance Absorption in BaFe₁₂O₁₂, A Highly Anisotropic Crystal. **Philips research report**. v. 10, p. 113- 130, 1955.
- ⁹¹ ZANHG, Z. Y. and WIGEN, P. E., Magnetic Resonance in Exchange-Coupled Multilayers. **High frequency processes in magnetic materials**. Singapore: G. Srinivasan e A. N. Slavin, 1995.
- ⁹² GESHEV, J., PEREIRA, L. G. and SCHMIDT, J. E., Angular dependence of the exchange bias obtained from magnetization and ferromagnetic resonance measurements in exchange-coupled bilayers. **Physical Review B**, v. 64, p. 184411, 2001.
- ⁹³ DIJKEN, S. Van., MORIT, J., and COEY, J. M. D., IrMn as exchange-biasing material in systems with perpendicular magnetic anisotropy. **Journal of Applied Physics**, v. 97, p. 10K114, 2005.
- ⁹⁴ COLIS, S., DINIA, A., DECK, D., SCHMERBER, G., and COSTA, V. Da, Influence of the nature of the buffer on the coupling and the transport proprieties in Co/Ru/Co sandwiches. **Journal of Applied Physics**, v. 88, n. 3, p. 1552-1558, 2000.
- ⁹⁵ PLATT, C. L., WIERMAN, K. W., SVEDBERG, E. B., KLEMMER, T. J., HOWARD, J. K., SMITH, DAVID J., Strutural and magnetic properties of CoCrPt perpendicular media grown on different buffer layers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 247, p 153, 2002.
- ⁹⁶ HARRES, A., Exchange bias em filmes policristalinos: estudo da importância dos spins de interface e de volume do antiferromagneto. **Dissertação de Mestrado**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2011.

-
- ⁹⁷ HARRES, A., NICOLODI, S., PEREIRA, L. G., SCHMIDT, J. E., VIEGAS, A. D. C., and GESHEV, J., Effect of short-duration annealing on the exchange bias in IrMn/Co films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 323, p. 2398-2402, 2011.
- ⁹⁸ GESHEV, J., NICOLODI, S., DA SILVA, R. B., NOGUÉS, J., SKUMRYEV, V., and BARÓ, M. D., Discrimination between coupling and anisotropy fields in exchange-biased bilayers. **Journal of Applied Physics**, v. 105, p. 053903, 2009.
- ⁹⁹ R. W. CHANTRELL, A. HOARE, D. MELVILLE, H. J. LUTKE-STETZKAMP, and S. METHFESSEL, **IEEE Trans. Magn.**, v. 25, p. 4216, 1989.
- ¹⁰⁰ XI, H., WHITE, R. M., and REZENDE, S. M., Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy. **Physical Review B**, v.60, p. 14837-14840, 1999.
- ¹⁰¹ S. CHIKAZUMI, **Physic of Magnetism** (Wiley, New York, 1964) p.281.
- ¹⁰² GESHEV, J., PEREIRA, L. G., and SCHMIDT, J. E., Rotatable anisotropy and coercivity in exchange-bias bilayers. **Physical Review B**, v. 66, p. 134432, 2002.
- ¹⁰³ R. D. MCMICHAEL, M. D. STILES, P. J. CHEN, and W. F. EGELHOFF, Jr., Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni₈₀Fe₂₀. **Physical Review B**, v. 58, p. 8605, 1998.
- ¹⁰⁴ KIM, J.-V., and STAMPS, R. L., Hysteresis from antiferromagnet domain-wall processes in exchange-biased systems: Magnetic defects and thermal effects. **Physical Review B**, v. 71, p.094405, 2005;
- ¹⁰⁵ KIM, J.-V., and STAMPS, R. L., Defect-modified exchange bias. **Applied Physics Letters**, v. 79, p. 2875, 2001.
- ¹⁰⁶ LEIGHTON, C., NOGUÉS, J., JÖNSSON-ÅKERMAN, B. J., and SCHULLER, I. K., Coercivity Enhancement in Exchange Biased Systems Driven by Interfacial Magnetic Frustration. **Physical Review Letters**, v. 84, p. 3466, 2000.
- ¹⁰⁷ SPECRIOSU, V. S., HERMAN, D. A., SANDERS, I. L., and YOGI, T., Magnetic thin films in recording technology. **IBM Journal of Research and Development**, v. 34, p. 884, 1990.
- ¹⁰⁸ PARKIN, S. S. P., and SPERIOSU, V. S., **Magnetic Properties of Low-Dimensional Systems II**, Springer Proceedings in Physics Vol. 50 Springer, New York, p. 110, 1990.
- ¹⁰⁹ GESHEV, J., POPOV, O., MASHEVA, V., and MIKHOV, M., Thermomagnetic curves for a disordered system of sibgle-domain ferromagnetic particles with cubic anisotropy. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 92, p. 185, 1990.

-
- ¹¹⁰ GESHEV, J., VIEGAS, A. D. C. and SCHMIDT, J. E., Negative remanent magnetization of fine particles with competing cubic and uniaxial anisotropies. **Journal of Applied Physics**. Woodbury, v. 84, n. 3, p. 1488-1792, 1998.
- ¹¹¹ DAVID M. KELLY, ERIC E. FULLERTON, JACOBO SANTA-MARIA and IVAN K. SCHULLER, A simple closed-form expression for the X-ray reflectivity from multilayers with cumulative roughness. **Scripta Metallurgica et Material**, v. 33, p. 1603, 1995.
- ¹¹² DAILLANT, J., ALBA, M., High-resolution x-ray scattering measurements: I. **Surfaces Rep. Prog. Phys.**, v. 63, p. 1725–1777, 2000.
- ¹¹³ FEWSTER, P. F., X-Ray analysis of thin films and multilayers. **Rep. Prog. Phys.**, v. 59, p. 1339–1407, 1996.
- ¹¹⁴ BRÜCK, S., SORT, J., BALTZ, V., SURIÑACH, S., MUÑOZ, J. S., DIENY, B., BARÓ, M. D., NOGUÉS, J., Exploiting Length Scales of Exchange-Bias Systems to Fully Tailor Double-Shifted Hysteresis Loops. **Advanced Materials**, v. 17 p. 2978-1983, 2005.
- ¹¹⁵ GESHEV, J., DIAS, T., NICOLODI, S., CICHELERO, R., HARRES, A., ACUÑA, J. J. S., PEREIRA, L. G., SCHIMIDT, J. E., DERANLOT, C., and PETROFF, F., Role of the uncompensated interface spins in polycrystalline exchange-biased systems. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 44, p. 095002, 2011.
- ¹¹⁶ EGELHOFF, JR., W. F., MCMICHAEL, R. D., DENNIS, C. L., STILES, M. D., SHAPIRO, A. J., MARANVILLE, B. B., and POWELL, C. J., Suppression of orange-peel coupling in magnetic tunnel junctions by preoxidation. **Applied Physics Letters**, v. 88, p.162508, 2006.
- ¹¹⁷ MIAO, G.-X., MULLER, M., and MOODERA, J. S., Magnetoresistance in Double Spin Filter Tunnel Junctions with Nonmagnetic Electrodes and its Unconventional Bias Dependence. **Physical Review Letters**, v.102, p. 076601, 2009.